institut de physique nucléaire
LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'I N 2 P3

IPNO-T-82-02

T H E S E

Pour obtenir

Le Titre de Docteur 3e cycle

Spécialité : Chimie Nucléaire

par

Melle FOREST Isabelle

Sujet : Contribution à l'étude des mécanismes de réactions entre noyaux lourds: transferts d'impulsions dans les interactions induites par projectiles de carbone de moyennes énergies.

Soutenue le 16 février 1982

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ORSAY
n° d'ordre : 3161

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3° CYCLE

SPECIALITE : CHIMIE NUCLEAIRE

PAR

Melle FOREST Isabelle

SUJET : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES MECANISMES DE REACTIONS ENTRE NOYAUX LOURDS : transferts d'impulsions dans les interactions induites par projectiles de carbone de moyennes énergies

soutenue le 16 FEVRIER 1982 devant la Commission d'examen

MM. LEFORT Président

LOISEAUX

TAMAIN

GALIN

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

La transition entre les modes dissipatifs à caractère collectif connus à basse énergie incidente et les interactions élémentaires nucléon-nucléon observées à plus haute énergie, a été étudiée à l'aide du faisceau de carbone du CERN entre 30 et 84 MeV/u.

Dans ce but, nous nous sommes intéressés à la variation du moment linéaire transféré du projectile vers la cible pour deux types de systèmes.

1) Des cibles lourdes (U, Th, Au) nous ont permis d'étudier la fission à 30 et 60 MeV/u. L'impulsion transférée au noyau fissionnant a été calculée à partir des angles de corrélation entre les deux fragments.

Dans tous les cas la probabilité de fissionner décroît lorsque la quantité de mouvement transférée est supérieure à 2 GeV/c. Cette valeur apparaît comme une limite supérieure du transfert de moment linéaire.

2) Une cible plus légère (Ni) a été étudiée à 30, 60, 84 MeV/u. Les valeurs des moments linéaires transférés sont alors déduites des sections efficaces invariantes de protons de basse énergie.

Une même limitation de 2 GeV/c a été ainsi observée à 60 et 84 MeV/u.

Donc, par des analyses tout à fait distinctes, pour des cibles de masse très différentes et dans une zone d'énergie étendue, le moment linéaire transféré du projectile vers la cible reste proche de 2 GeV/c. Cet effet traduit-il un mécanisme de fusion incomplète, ou bien résulte-t-il des collisions nucléon-nucléon ?

The transition between collective dissipative processes well understood at low bombarding energy and nucleon-nucleon interactions, observed at higher energy, has been investigated by using the carbon beam delivered by the SC at CERN between 30 and 84 MeV/u.

In this respect, we examined the variation in the linear momentum transferred from projectile to target, for two different systems.

1) Heavy target (U, Th, Au) allowed us to study fission at 30 and 60 MeV/u. The linear momentum transfer has been deduced from the angular correlation between the two fission fragments.

In all cases, the probability of fission falls off when the linear momentum transfer is higher than 2 GeV/c. This value appears as anupper limit of the transferred momentum.

2) The reaction mechanism on a lighter target (Ni) has been investigated at 30, 60 and 84 MeV/u. The values of the transferred linear momenta are thus deduced from the pattern of the invariant cross section of protons emitted at low energy.

The same limitation of the transferred momentum at 2 GeV/c is observed at 60 and 84 MeV/u.

Thus, for entirely different approaches, with targets of very different masses and in the widespreadbombarding energy zone, the linear momentum transferred from projectile to target remains near 2 GeV/c. Does this effect originate from incomplete fusion mechanism or does it imply nucleon-nucleon collisions ?

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0043

REMERCIEMENTS

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur M. Lefort qui, en m'accueillant au sein de son laboratoire, m'a permis d'entreprendre ce travail.

Je suis également très reconnaissante à Monsieur le Professeur J.M. Loiseaux et à Monsieur le Professeur B. Tamain d'avoir accepté de juger cette thèse.

C'est grâce à l'aide constante, aux conseils et encouragements que m'a prodigués Monsieur J. Galin, que ce travail a pu être mené à bien. Je tiens à l'en remercier très sincèrement.

Les résultats expérimentaux sont l'oeuvre d'une nombreuse équipe. Que tous les chercheurs qui m'ont apporté leur aide amicale, en particulier M.F. Rivet, B. Borderie, H. Oeschler, S. Song, soient ici vivement remerciés.

Je ne saurais oublier dans mes remerciements, P. Volkov de l'IPN d'Orsay, ainsi que C. Bizeaux de la division informatique du CERN et tout le personnel de l'accélérateur S.C. du CERN, pour leur aide précieuse pendant toute l'expérience.

Et enfin, je tiens à remercier très vivement Mme E. Davanture qui a réalisé la présentation de ce mémoire avec promptitude, efficacité et gentillesse.

S O M M A I R E

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 - TECHNIQUE EXPERIMENTALE 5

A. CONDITIONS EXPERIMENTALES 5

1. Le faisceau 5

2. Les cibles 6

a) cibles lourdes 6

b) cible légère 8

B. DISPOSITION DES DETECTEURS 8

1. Configuration utilisée par la réaction C + Ni 8

2. Configuration utilisée pour l'étude de la fission 10

C. DETECTION ET IDENTIFICATION DES PARTICULES 11

1. Particules légères chargées 11

2. Fragments lourds 17

D. MONTAGE ELECTRONIQUE 18

1. Voies linéaires 18

2. Voies rapides 20

3. Circuit logique CALI 22

E. ACQUISITION DES DONNEES 24

1. Tâches d'acquisition des données 24

2. Autres tâches du système 25

F. ETALONNAGE DES DIFFERENTES VOIES 27

1. Calibration des détecteurs de particules légères 27

2. Calibration des détecteurs de fragments lourds 27

3. Etalonnage des convertisseurs temps digitaux (TDC) 28

CHAPITRE 2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS A L'ETUDE DE LA FISSION 30

INTRODUCTION 30

A. TRAITEMENT DES DONNEES 31

1. Classement des événements 31

2. Relation entre l'angle de corrélation des deux fragments de fission et la quantité de mouvement transférée 31

3. Traitement événement par événement 34

B. RESULTATS EXPERIMENTAUX 43

1. Estimation des incertitudes 43

2. Résultats 46

3. Hypothèses sur la nature des collisions 51

CHAPITRE 3 - PARTICULES LEGERES CHARGEES EMISES DANS LA REACTION C + Ni 55

A. TRAITEMENT DES DONNEES 55

B. RESULTATS EXPERIMENTAUX 59

1. Représentation des sections efficaces invariantes 59

2. Quantité de mouvement transférée. Comparaison avec les valeurs déduites de l'étude de la fission 65

3. Spectres en énergie des particules 68

a) évolution des sections efficaces différentielles des protons et des particules α en fonction de l'angle de détection 68

b) calcul des températures nucléaires 72

CONCLUSION 82

REFERENCES 84

I N T R O D U C T I O N

Les collisions induites par des faisceaux d'ions lourds dans le domaine des énergies comprises entre 10 et 100 MeV/nucléon suscitent depuis quelques années un grand intérêt aussi bien théorique qu'expérimental. En effet, l'étude des réactions nucléaires dans ce domaine d'énergie devrait permettre de suivre l'évolution entre les mécanismes connus pour des énergies proches de la barrière coulombienne et ceux observés aux énergies dites relativistes (au-delà par exemple, de 1 GeV/nucléon).

A basse énergie incidente, un grand nombre d'expériences ont été réalisées et ont permis de mettre en évidence divers mécanismes contribuant à la section efficace de réaction (1) dont les deux principaux sont associés :

- aux collisions très inélastiques associées à des trajectoires rasantes,
- aux collisions à très faibles paramètres d'impact pour lesquelles les deux noyaux fusionnent.

Quand deux noyaux entrent en contact, il se forme un système composite qui peut, soit se séparer après d'importants transferts de nucléons, d'énergie et de moment angulaire (collisions très inélastiques), soit évoluer vers un système plus compact (la fusion) où toute l'énergie cinétique relative des deux noyaux se transforme en énergie d'excitation et où un équilibre thermodynamique complet peut s'instaurer.

L'augmentation de l'énergie incidente a pour effet de décroître le temps d'interaction du système et l'on s'attend à ce que les modes dissipatifs collectifs tendent à disparaître au profit d'autres processus dominés par des interactions nucléon-nucléon.

C'est pourquoi, à basse énergie, on a recours au modèle d'une friction à un corps où la dissipation de l'énergie résulte des collisions de nucléons sur les parois du puits de potentiel du système. Ce modèle est justifié par le principe d'exclusion de Pauli qui défavorise les interactions à deux corps et qui implique un libre parcours moyen des nucléons relativement grand. Lorsque l'énergie augmente, le principe de Pauli devient de moins en moins efficace, le libre parcours moyen diminue et l'on peut s'attendre à voir se manifester d'autres modes de dissipation de l'énergie dus à une friction plus classique à deux corps.

Les résultats déjà obtenus à haute énergie semblent effectivement indiquer l'apparition de mécanismes différents de ceux observés à des énergies inférieures à 10 MeV par nucléon (2).

Aux énergies dites relativistes, les collisions peuvent être divisées en deux catégories suivant le degré de recouvrement des deux noyaux (3) :

- Les collisions centrales très violentes où la cible et le projectile sont détruits, explosant en un grand nombre de fragments comme en témoignent les clichés de chambre à "Streamer" (4) ou ceux enregistrés dans les émulsions photographiques (5).

- Les collisions périphériques, moins violentes conduisant à la fragmentation du projectile et de la cible.

La séparation entre ces deux types de collisions n'est pas bien définie. Plusieurs modèles ont été proposés pour rendre compte de ces observations : les modèles hydrodynamiques (6), les cascades intranucléaires (7), le modèle de "la boule de feu" (8) et des dérivés de ce dernier comme le "jet de feu" (9).

On estime généralement que la transition entre ces deux types de dissipation de l'énergie (la friction à 1 et 2 corps) pourrait avoir lieu pour des énergies incidentes proches de l'énergie de Fermi des nucléons, mais ceci n'a pas pu encore être mis en évidence très clairement. Un certain nombre d'expériences ont été réalisées pour des énergies au voisinage de 20 MeV/nucléon, et les résultats sont souvent comparés à ceux obtenus aux énergies relativistes. Les données font

apparaître une réaction de fragmentation du projectile où une fraction des nucléons incidents participe à la réaction, tandis que le résidu issu de la fragmentation du projectile est émis aux angles proches du faisceau avec une vitesse sensiblement égale à la vitesse initiale du projectile.

Pour plusieurs expériences, les largeurs de distribution de moments linéaires du résidu et les températures nucléaires qui en sont déduites ont pu être calculées et présentent parfois quelques similitudes avec celles obtenues à haute énergie (10). Cette analogie apparaît déjà à 20 MeV/nucléon (^{16}O + ^{208}Pb) selon Gelbke et al. (11). Mais une étude récente (^{20}Ne + ^{197}Au à 20 MeV/nucléon) (12) semble contredire cette interprétation et indiquer que les collisions nucléon-nucléon ne peuvent avoir lieu qu'à des énergies plus élevées.

Si certaines expériences dans ce domaine d'énergie ont porté sur l'étude de l'émission du résidu du projectile, d'autres se sont intéressées au noyau de fusion (complète ou non) et à la désexcitation de ce dernier.

On définit généralement la fusion complète par un transfert total de moment linéaire du projectile vers la cible et la fusion incomplète par un transfert partiel.

La fusion complète correspond à des collisions centrales avec un recouvrement important de matière nucléaire entre le projectile et la cible, alors que la fusion incomplète est associée à des collisions plus périphériques représentées par un gamme étroite de paramètres d'impact légèrement supérieurs au paramètre d'impact maximum conduisant à la fusion complète dans l'approximation de coupure franche (13).

Quand l'énergie de bombardement augmente, l'étude de la fusion complète et incomplète pour des collisions entre noyaux lourds devrait apporter quelques informations sur les transferts d'énergie et de quantités de mouvement entre le projectile et la cible.

L'évolution entre la fusion complète et la fusion partielle peut être étudiée en observant la désexcitation du noyau de fusion résultant de l'un ou l'autre de ces mécanismes.

Selon les caractéristiques du système cible projectile envisagé, la désexcitation du noyau de fusion peut avoir lieu par fission ou bien par émission de particules légères.

Dans l'expérience présentée dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés à ces deux modes de désexcitation :

- l'utilisation de cibles lourdes nous a permis d'étudier la fission.

La mesure des propriétés des fragments de fission (énergie, masse, corrélation angulaire entre les deux fragments, section efficace de fission) donne la possibilité d'accéder aux caractéristiques du noyau de fusion (masse, énergie d'excitation, vitesse de recul). Dans l'expérience réalisée, c'est essentiellement à partir des mesures de section efficace et d'angle de corrélation entre les deux fragments de fission que sont extraites les informations concernant le noyau émetteur et l'obtention d'une donnée telle que la vitesse de recul de ce noyau permet de déterminer le moment linéaire moyen transféré du projectile vers la cible.

- en bombardant une cible plus légère de nickel, la principale voie de désexcitation du noyau de fusion (complète ou non) devient l'émission de particules légères.

Les particules légères émises au cours d'une réaction nucléaire sont de bons témoins de toutes les étapes de la réaction. En mesurant leur énergie, leur distribution angulaire, leur multiplicité, on peut déterminer les caractéristiques (vitesse, température nucléaire) de la source émettrice et en déduire à quel stade de la réaction l'émission a eu lieu.

A partir de telles informations, nous pourrons calculer la quantité de mouvement transférée du projectile vers la cible et comparer ces résultats à ceux obtenus dans l'étude de la fission.

CHAPITRE 1

T E C H N I Q U E E X P E R I M E N T A L E

A. CONDITIONS EXPERIMENTALES

1. LE FAISCEAU

L'expérience a été réalisée au synchrocyclotron du CERN qui offre la possibilité d'accélérer des ions Carbone à 85 MeV par nucléon. En fait, avant d'arriver sur la cible, le faisceau traverse une fenêtre d'inox et une zone d'air, et l'énergie à prendre en considération est de 84 MeV par nucléon.

Le synchrocyclotron étant un accélérateur à énergie fixe, l'énergie initiale a pu être dégradée jusqu'à 60 MeV/u puis 29,7 MeV/u en interposant des blocs de graphite d'épaisseurs respectivement égales à 5,35 mm pour 60 MeV/u et 10 mm pour 29,7 MeV/u à la sortie de la machine juste avant l'aimant de déflexion conduisant à notre ligne de faisceau.

Le champ, dans cet aimant, était réglé de façon à défléchir les noyaux de Carbone ayant l'énergie désirée. Un système focalisant placé avant l'entrée de la chambre à réaction nous a permis d'obtenir au niveau de la cible, une tache de 5 à 6 mm de diamètre entourée d'un léger halo. Nous nous sommes assurés que le faisceau était bien centré et correctement focalisé en minimisant en l'absence de cible, le bruit de fond observé sur les détecteurs situés vers l'avant, de part et d'autre du faisceau.

L'intensité du faisceau a été mesurée par un cylindre de Faraday placé à 3 m en aval de la cible. Un intégrateur de courant a permis

de calculer le nombre total d'ions frappant la cible pendant la mesure en considérant l'ion carbone comme totalement ionisé.

Afin de s'assurer que tout le faisceau était bien collecté dans le cylindre de Faraday, des mesures d'activation ont été réalisées à 84 MeV/nucléon en installant une cible d'aluminium soit à la place de la cible, soit au fond du cylindre et en mesurant l'activité du sodium ^{24}Na dans la réaction $^{27}Al(^{12}C,X)^{24}Na$ (14).

A 60 MeV/nucléon, nous avons pu vérifier que malgré la divergence du faisceau plus importante, la mesure de l'intensité était correcte. Le courant détecté sur un anneau isolé du cylindre de Faraday, situé à l'entrée de ce cylindre était inférieur à 5 % du courant total mesuré. Les pertes en intensité pour les énergies dégradées sont de 30 % pour 60 MeV/u et 50 % pour 30 MeV/u.

Un des détecteurs, placé à une position fixe durant toute l'expérience, nous a servi de moniteur et nous a permis de contrôler la validité des mesures de courant réalisées avec le cylindre de Faraday. Les intensités utilisées ont varié de 2 nA pour les mesures inclusives à 15 nA pour les mesures exclusives.

2. LES CIBLES

Dans le but que nous nous proposions, deux types de cibles ont été choisis.

a) Des cibles lourdes nous ont permis d'étudier la fission aux deux énergies de 60 et 30 MeV/nucléon.

- Cible d'uranium : cette cible a été obtenue par évaporation de tétrafluorure d'uranium UF_4 (400 µg/cm²) sur une feuille d'aluminium de 200 µg/cm². Une évaporation de 50 µg/cm² d'aluminium consécutive à celle d'UF_4 permettait d'assurer à la cible une meilleure tenue mécanique. L'épaisseur du dépôt d'UF_4 était contrôlée par une mesure d'activité α de l'uranium.

- Cible de thorium : cette cible (1020 µg/cm²) était auto-supportée et fabriquée par laminage de feuilles de thorium.

- cible d'or : également auto-supportée, elle a été obtenue par évaporation et avait une épaisseur de 287 $\mu g/cm^2$.

Ces épaisseurs ont été mesurées par la perte d'énergie dans ces cibles, des particules α émises par une source de thorium C + C' (dépôt actif du thoron) ^{212}Bi ^{212}Po.

Durant l'expérience, ces cibles ont été positionnées à 45° du faisceau.

Les pertes d'énergie moyennes que subissent les fragments de fission dans la cible ont été estimées :

- pour les cibles autoportées (Au, Th) une relation linéaire entre les pertes d'énergie et les masses des fragments, M, a pu être établie. Cette relation est de la forme :

$$dE = (A - B\,(M - 100))\,\frac{e}{\cos\theta} \qquad (1)$$

où θ représente l'angle entre la cible et le détecteur considéré et
e désigne la moitié de l'épaisseur de la cible en supposant qu'en moyenne la réaction se produit à mi-épaisseur de la cible.
A et B sont des coefficients calculés d'après les valeurs tabulées pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie (5).

La relation (1) reproduit à 7 % près les valeurs tabulées. Comme ordre de grandeur, un fragment de masse 100 et d'énergie 100 MeV laisse environ 14 MeV dans la cible de thorium et 4 MeV dans la cible d'or.

- pour la cible d'uranium, des corrections supplémentaires dues à la présence du fluor et aux supports d'aluminium ont été apportées.

Les pouvoirs d'arrêts du fluor et de l'aluminium sont beaucoup plus importants que ceux d'éléments plus lourds. Aussi, les pertes d'énergie dans la cible d'uranium sont-elles notables et de l'ordre de 30 MeV pour un fragment de masse 100 et d'énergie 100 MeV.

b) Une cible plus légère de nickel a été bombardée aux trois énergies disponibles 84, 60 et 30 MeV par nucléon.

La cible de nickel naturel (composition 67,3 % ^{58}Ni, 26,2 % ^{60}Ni, 1,2 % ^{61}Ni, 1 % ^{64}Ni) avait une épaisseur de 68 $\mu g/cm^2$, épaisseur calculée d'après les mesures des pertes d'énergie de particules α d'énergies connues dans la cible. Afin de permettre des mesures à 90° du faisceau, la cible formait un angle de 67,5° avec l'axe du faisceau.

Dans le cadre d'une fusion complète, la réaction $^{12}C + ^{nat}Ni$ produirait un noyau composé de ^{70}Se déficient en neutrons et dont la barrière de fission est suffisamment élevée (37 MeV pour un moment angulaire nul (16)) pour que la principale voie de désexcitation du noyau composé ne soit pas la fission, mais plutôt l'émission de particules légères et même de particules chargées en début de chaîne.

B. DISPOSITION DES DETECTEURS

La chambre à réaction de 1 m de diamètre a été maintenue sous un vide d'environ 10^{-5} mm de mercure, par un pompage cryogénique assurant un vide relativement propre.

10 ensembles de détecteurs solides ont été utilisés :

- 6 télescopes pour la détection des particules légères chargées,
- 4 détecteurs pour les fragments lourds.

Tous ces détecteurs étaient situés dans un même plan.

En fonction de la réaction envisagée, deux configurations ont été retenues.

1. CONFIGURATION UTILISEE POUR LA REACTION C + Ni (figure 1)

La mobilité des détecteurs nous a permis de couvrir un certain domaine angulaire de 9° à 51° pour les fragments lourds et de 9 à 90° pour les particules légères.

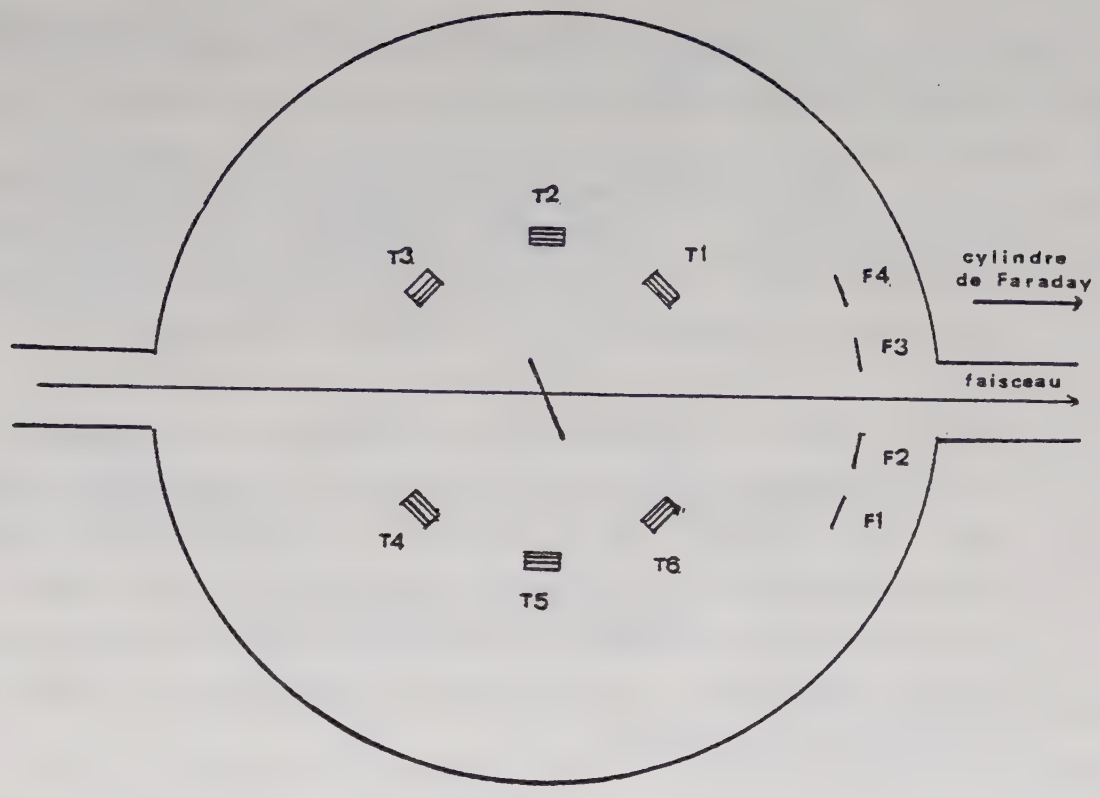


Figure 1 : *Disposition des détecteurs pour la réaction C + Ni.*

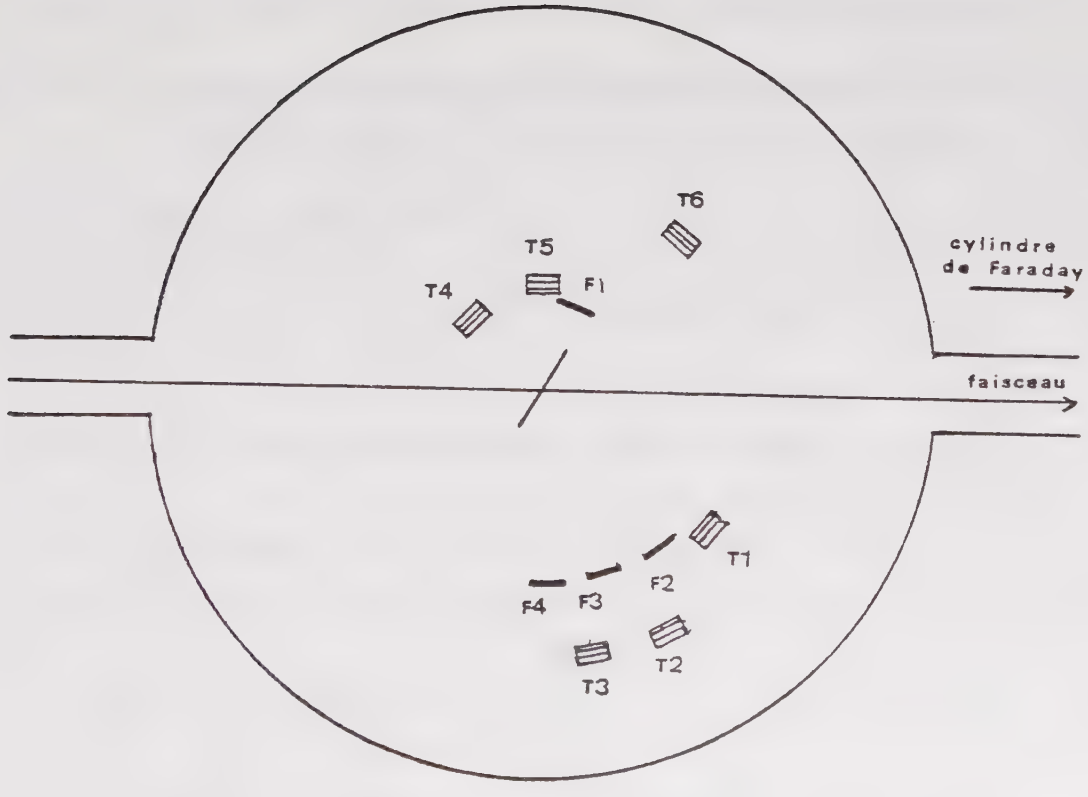


Figure 2 : *Disposition des détecteurs pour l'étude de la fission.*

Les angles ont été choisis en fonction des caractéristiques des mécanismes attendus.

Dans le cas d'une fusion complète suivie d'une évaporation de particules légères, la direction des fragments lourds correspond à la direction de recul du noyau composé modifiée par l'évaporation de particules, donc une direction proche de celle du faisceau.

Dans le cas d'une fusion partielle, si le résidu du projectile (ou la composante des moments des nucléons et agrégats issus du projectile) n'est pas émis à 0° du faisceau, le noyau de fusion partielle aura toute une distribution de moments transverses et donc on peut s'attendre à une émission de fragments lourds dans un domaine angulaire plus grand. De plus, comme pour le noyau composé, l'évaporation ne fera qu'élargir la distribution primaire.

Les 6 télescopes associés aux particules légères ($^{1-3}_{1}H$, $^{3}_{2}He$, $^{4}_{2}He$) ont été disposés afin de pouvoir mettre en évidence à la fois :

- une possible évaporation de particules par le noyau de fusion (complète ou non) après équilibre thermodynamique, évaporation caractérisée par une distribution angulaire isotrope dans le système du centre de masse du noyau émetteur ;

- une éventuelle contribution d'un quasi-projectile si le projectile ne s'amalgame pas dans sa totalité au noyau cible ;

- toute autre contribution moins bien définie : particules d'interaction directe, ou de pré-équilibre résultant de collisions nucléon-nucléon durant la phase d'interaction.

2. CONFIGURATION UTILISEE POUR L'ETUDE DE LA FISSION (figure 2)

Les coïncidences entre les deux fragments de fission ont été réalisées entre un détecteur F1 resté à une position fixe de 75° pendant toute l'expérience et l'un des trois autres détecteurs associés aux fragments F2, F3, F4. Ces trois détecteurs ont balayé un certain domaine angulaire afin de couvrir toute la corrélation dont les caractéristiques sont données au chapitre II.A.2.

Nous nous sommes également intéressés aux coïncidences entre les fragments de fission et les particules chargées légères. Pour cela, 6 télescopes ont été disposés dans de nombreuses directions par rapport aux détecteurs de fragments afin de pouvoir mettre en évidence les différentes sources d'émission de ces particules (noyau avant la fission, fragment de fission, quasi-projectile).

C. DETECTION ET IDENTIFICATION DES PARTICULES

1. PARTICULES LEGERES CHARGEES

Pour identifier ces particules ($^{1-3}_{1}H$, $^{3-4}_{2}He$),nous avons utilisé six télescopes comprenant trois détecteurs solides de surface active 3 cm². Les deux premiers de type "barrière de surface" d'épaisseurs respectives 100 et 500 μ sont montés en transmission et mesurent la perte d'énergie laissée par la particule lorsqu'elle traverse le détecteur. Le troisième, un détecteur de silicium dopé au lithium d'épaisseur 5.000 μ, donne l'énergie complémentaire dans la mesure où la particule est arrêtée dans ce détecteur. Pour des particules plus énergétiques, il se comporte comme un détecteur monté en transmission.

Des feuilles d'aluminium d'épaisseur 1,8 mg/cm², placées devant les télescopes et des aimants fixés de part et d'autre de ceux-ci, protégeaient les détecteurs du flux d'électrons arrachés par le passage du faisceau dans la cible. Les pertes d'énergie d'un proton et d'une particule α dans cet écran sont toujours inférieures à 1 % et 2 % de leurs énergies respectives.

La détermination simultanée de l'énergie d'une particule chargée et de l'énergie perdue dans un détecteur d'épaisseur connue, permet d'identifier cette particule. En effet, la perte d'énergie d'une particule par unité de parcours est donnée par la formule de Bethe (17) :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{z^2}{v^2} \frac{4\pi e^4}{m_e} N Z \left(\log \frac{2 m_e v^2}{I} - \log \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right)$$

où z représente la charge effective de la particule,

v sa vitesse,

m_e la masse de l'électron,

e sa charge,

N le nombre de noyau/cm³ de ralentisseur,

Z la charge de l'élément ralentisseur,

I son potentiel d'ionisation.

En première approximation, on peut négliger les termes placés dans la parenthèse, et la relation devient :

$$\frac{dE}{dx} \cong \text{cste } \frac{z^2}{v^2}$$

$$\frac{dE}{dx} \times E \cong \text{cste } Mz^2$$ où M est la masse de la particule.

Les variations de perte d'énergie, pour chaque type de particules, obtenues avec un tel dispositif sont illustrées par les cartes de la figure 3.

Cette carte met en évidence des points de rebroussement des particules correspondant aux énergies des différentes particules pour un parcours de 5.600 µ. Ces énergies sont données dans le tableau 1.

Proton	30 MeV	Hélium 3	110 MeV
Deuton	42 MeV	α	125 MeV
Triton	50 MeV		

Tableau 1

Tant que les particules ne traversent pas totalement le dernier détecteur, l'identification peut être faite sans ambiguité. Pour des particules plus énergétiques, les courbes relatives aux protons, deutons, tritons d'une part, et aux Hélium 3, particules α d'autre part, tendent à se confondre. La séparation de chaque isotope n'est plus possible.

E MeV/u	% deuton/proton	% triton/proton	% ^{3}He/α
86	20 %	15 %	30 %
60	18 %	15 %	25 %
30	15 %	10 %	20 %

Tableau 2

Voici un tableau indiquant les pourcentages évalués pour chaque type de particules pour des énergies totales inférieures à leur point de rebroussement et pour des angles de détection inférieurs à 40°.

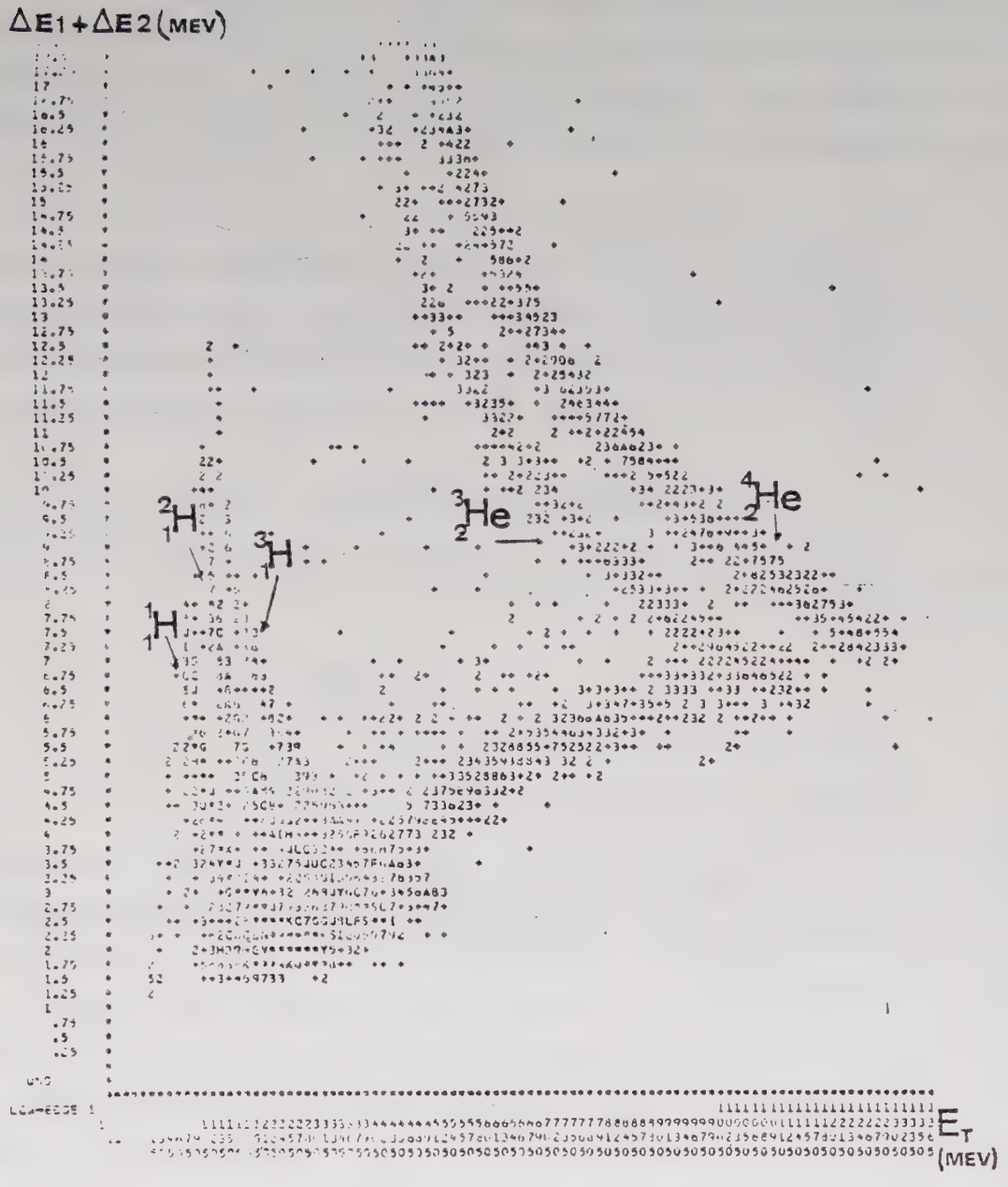


Figure 3 : Variation de la perte d'énergie laissée dans les deux premiers détecteurs (600 μ) en fonction de l'énergie laissée dans les 3 détecteurs constituant un télescope (épaisseur totale 5600 μ).

Les énergies correspondant aux points de rebroussement des deutons et des tritons étant plus élevées que celle relative au point de rebroussement des protons, c'est la fin du spectre des deutons et des tritons qui vient se mélanger aux protons, et par conséquent, les pourcentages de deutons et tritons sont certainement inférieurs à ceux présentés dans le tableau 2. Une telle supposition n'est pas possible pour le mélange Hélium 3 - α, et nous ne pouvons pas évaluer le taux d'^{3}He présent dans la zone de rebroussement des particules α.

Pour des angles de détection supérieurs à 40°, les spectres des tritons, Hélium 3 ou particules α ne s'étendent pas trop haut en énergie et l'identification est complète. Le taux de deutons venant se mélanger aux protons après rèbroussement doit être inférieur à 12 %.

D'autre part, les particules α ou ^3He, d'énergie supérieure à 300 MeV se situent dans l'espace E-ΔE dans la zone peuplée par les protons, deutons, tritons, ce qui rend la distribution en charge 1 et 2 impossible. De tels mélanges ne se présentent qu'avec l'énergie incidente la plus élevée (84 MeV/u) et pour les angles les plus avant.

Afin de déterminer l'énergie réelle des protons et des particules α à partir de leur énergie dans le détecteur ΔE2, une expression empirique a été utilisée, relation du type :

$$E = a \left(\frac{\Delta E2}{\Delta x}\right)^b \qquad (2)$$

Δx étant l'épaisseur du deuxième détecteur.

Les coefficients a et b ont été obtenus en utilisant les tables exprimant le parcours en fonction de l'énergie de Williamson, Boujot, Picard (18).

Proton	a = 0,11	Particule α	a = 2,7868
	b = 1,3238		b =-1,3269

La détermination des énergies réelles par cette relation nécessite d'une part, une très bonne précision sur les épaisseurs des détecteurs utilisés, et d'autre part, une bonne définition de la perte d'énergie ΔE2. Comme on peut le voir sur la figure 3 , il existe une certaine dispersion en énergie, c'est-à-dire que pour des événements laissant la même perte d'énergie dans les trois détecteurs (en abscisse), on obtient toute une distribution de pertes d'énergie en ordonnée.

Cet élargissement a plusieurs origines :

- pour un même type de particules, il est dû à l'homogénéité en épaisseur du détecteur et à sa résolution intrinsèque en énergie ;

- de plus, il faut considérer que les deutons et tritons se placent sur des courbes d'emplacements différents mais cependant trop voisins de ceux des protons pour que l'on puisse procéder à une séparation (de même pour les hélium 3 et les particules α). Ils provoquent donc un certain élargissement.

Afin d'obtenir une connaissance précise de ΔE2, nous avons préféré, plutôt que de partir de l'énergie ΔE2 mesurée, avoir référence à l'énergie du centroïde de la distribution en ΔE2 en tous points. Pour cela une expression analytique de la forme

$$\frac{<\Delta E2>}{e_2} = A \left(\frac{<\Delta ET>}{eT}\right)^B + C \frac{<\Delta ET>}{eT} + D \qquad (3)$$

a été au préalable déterminée par un fit sur les résultats expérimentaux

$\Delta E_T = \Delta E1 + \Delta E2 + \Delta E3$

e_T = somme des épaisseurs des trois détecteurs.

D'un autre côté, cette dispersion en énergie a une influence au niveau du point de rebroussement puisque les particules, dont l'énergie réelle est très proche (soit supérieure, soit inférieure) de celle correspondant au point de rebroussement, se confondent. Nous avons choisi d'éliminer ces événements pour lesquels la détermination de l'énergie était ambiguë, ce qui entraîne une discontinuité de quelques MeV dans le spectre en énergie des protons et des particules α. La technique d'identification utilisée est celle donnée par Goulding et al. (19) et est basée sur la relation empirique parcours – énergie :

$$R = a\, E_T^{\alpha}$$

où E est l'énergie de la particule,
R son parcours,
a une constante qui dépend de la nature de la particule,
α une constante.

Si la particule traverse un premier détecteur d'épaisseur e en perdant une énergie ΔE, son parcours dans le second détecteur devient :

$$R' = a\, (E_T - \Delta E)^{\alpha}$$

$$e = R - R' = a\,(E_T^{\alpha} - (E_T - \Delta E)^{\alpha})$$

$$PI = \frac{1}{a} = (E_T^{\alpha} - (E_T - \Delta E)^{\alpha})/e \qquad (4)$$

PI signifie paramètre d'identification et dépend uniquement, pour un détecteur donné, de la nature de la particule.

Le coefficient α a été déterminé par les auteurs et est égal à 1,73.

Pour chaque type de particules, quelle que soit leur énergie, on détermine ainsi une valeur de PI constante, comme le montre la figure 4.

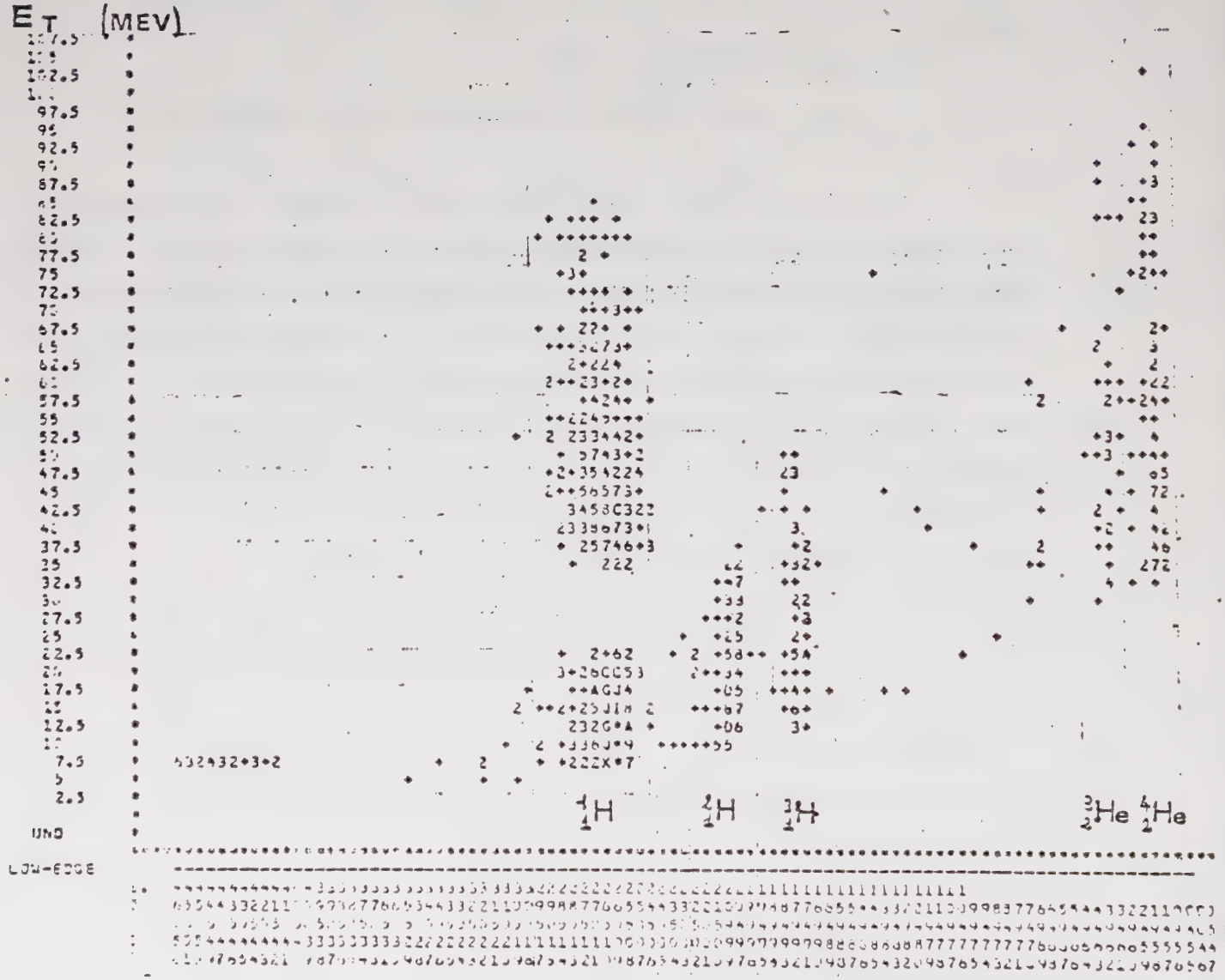


Figure 4 : Détermination des valeurs limites des paramètres d'identification pour chaque type de particules.

Dans notre expérience, le paramètre d'identification peut être calculé de deux façons en utilisant

soit $\Delta E1$ en fonction de $E_T = \Delta E1 + \Delta E2 + (E3)$ 1

soit $\Delta E1 + \Delta E2$ en fonction de $E_T = \Delta E1 + \Delta E2 + E3$ 2

On définit de cette façon les valeurs limites des PI pour chaque particule et chaque télescope et entre ces valeurs limites (96) doivent être comprises les particules que l'on désire identifier.

En fait, la possibilité n° 1 a essentiellement servi à l'identification des particules s'arrêtant dans le deuxième détecteur (E3 = 0) et la possibilité n° 2 à l'identification de toutes les autres.

2. FRAGMENTS LOURDS

La mesure de l'énergie des fragments lourds (fragments de fission ou noyaux quasi-cibles produits dans la réaction C + Ni) a été réalisée à l'aide de 4 détecteurs solides à barrière de surface, d'épaisseur 500 μ et de surface active 5 cm². Ces détecteurs ont été protégés par des feuilles de nickel (133 μg/cm²) et des aimants.

Un fragment de fission de masse 100 uma et d'énergie 100 MeV laisse 4 MeV dans cet écran. Un noyau quasi-cible formé dans la réaction C + Ni laisse moins de 10 % de son énergie dans l'écran. Les réponses en énergie de ces détecteurs sont détaillées au chapitre I.F.2.).

Afin d'obtenir la masse des fragments lourds, un dispositif de temps de vol a été installé sur chacun des 10 compteurs. Nous mesurons les différences de temps de vol entre les particules détectées en coïncidence. Pour une coïncidence particule légère - fragment lourd, les retards ont été réglés de façon à ce que ce soit toujours la particule légère qui déclenche la conversion du convertisseur temps digital.

A partir de la différence de temps de vol, la détermination de la masse et de l'énergie de la particule permet d'accéder à son temps de vol propre et par suite au temps de vol du fragment lourd. On peut donc en déduire sa vitesse et connaissant son énergie, on obtient la masse du fragment lourd détecté. Ensuite, une procédure itérative permet,

à partir de la masse, de recalculer l'énergie de façon plus correcte afin de redéterminer une masse plus exacte et ainsi de suite jusqu'à convergence.

Pour une coïncidence entre deux fragments de fission, la comparaison entre le temps de vol expérimental et le temps de vol calculé à partir des énergies (des hypothèses sur la masse des fragments sont nécessaires) permet d'éliminer les événements indésirables tels que des événements issus d'une coïncidence fortuite.

Les prises de temps ont été placées sur les détecteurs de fragments et sur les détecteurs d'épaisseur intermédiaire (500 μ) pour les particules légères ; ce qui impose un seuil en énergie de l'ordre de 10 MeV pour les particules α et de quelques MeV pour les protons.

D. MONTAGE ELECTRONIQUE

Le dispositif utilisé peut être décomposé en trois parties :

- les voies lentes ou linéaires délivrant des impulsions proportionnelles aux énergies des produits détectés,
- les voies rapides destinées à mesurer les différences de temps de vol entre les particules légères ou lourdes détectées en coïncidence,
- un circuit logique de décision (CALI) qui gère ces informations et assure la liaison avec le système d'acquisition des données.

Sur chacune de ces voies est envoyé un signal délivré par le générateur d'impulsion afin de contrôler d'éventuelles dérives.

1. VOIES LINEAIRES

Chaque détecteur est relié à un préamplificateur (dont le gain est 5 mV/MeV) délivrant des impulsions dont l'amplitude est proportionnelle à la quantité de charges reçues à l'entrée. Un amplificateur assure une nouvelle amplification et une mise en forme de l'impulsion qui est

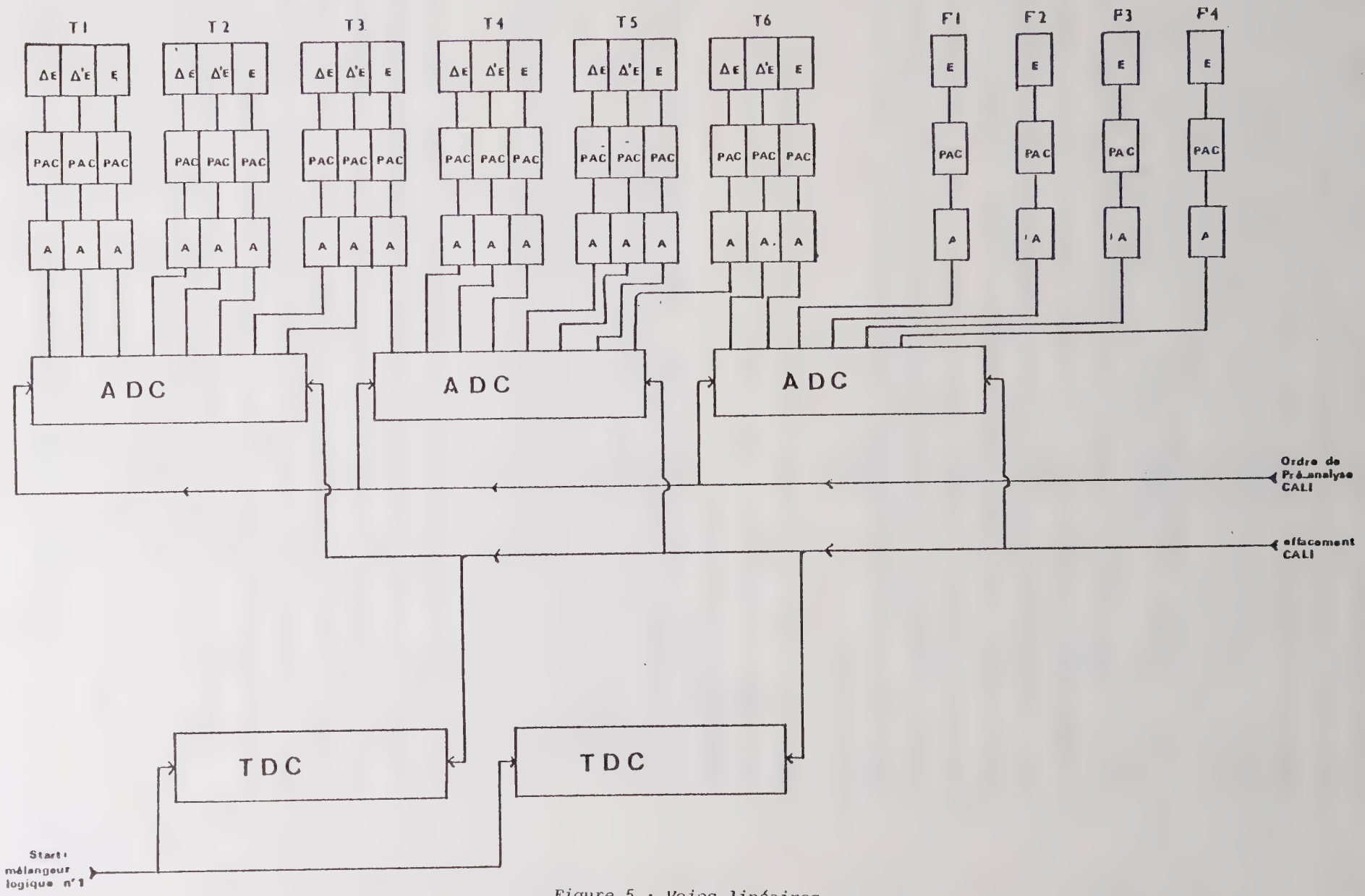


Figure 5 : Voies linéaires.

ensuite envoyée vers un convertisseur analogique digital. Ce dernier analysera l'événement qu'après réception d'un ordre d'analyse de CALI. Les 22 voies linéaires sont représentées sur la figure 5. Leur linéarité a été vérifiée grâce à un générateur d'impulsions et est de l'ordre de 99,7 %.

2. VOIES RAPIDES (figure 6)

A la sortie de chaque détecteur est prélevé un signal rapide amplifié par un préamplificateur de tension (20) et un amplificateur rapide. Les impulsions peuvent avoir des amplitudes et des temps de montée très différents. Afin d'obtenir des signaux en temps indépendants de l'amplitude du signal initial, nous avons utilisé un discriminateur à fraction constante dont le seuil de déclenchement protège le système d'impulsions parasites. Le signal est alors retardé et envoyé vers différents modules :

- vers les échelles de comptage qui permettent de contrôler le bon fonctionnement du dispositif durant l'expérience et en particulier les niveaux de bruit de fond ;
- vers les mélangeurs logiques. Nous en avons utilisé deux ; l'un pour les voies fragments lourds, l'autre pour les voies particules légères. Pour les mesures de fission, F1 a été branché sur le mélangeur logique des particules légères, de façon à pouvoir considérer à la fois les coincidences entre deux fragments de fission ou un fragment de fission et une particule légère ;
- vers un convertisseur temps digital qui reçoit en signal départ ou "start" le signal délivré par le mélangeur associé aux particules légères (+F1 pour la fission) et en signal d'arrêt ou "stop" les signaux rapides de tous les détecteurs (10) munis de prises de temps. Dans tous les cas, on mesure donc les différences de temps de vol entre 1 particule légère et 1 fragment et pour la fission on mesure également avec ce système, les différences de temps de vol entre le fragment détecté en F1 et le fragment détecté par F2, F3 ou F4 ;
- vers l'une des 10 voies de CALI qui peut ainsi coder l'événement et permettre de l'identifier ultérieurement.
- Pour les voies rapides des fragments, vers des inspecteurs détectant

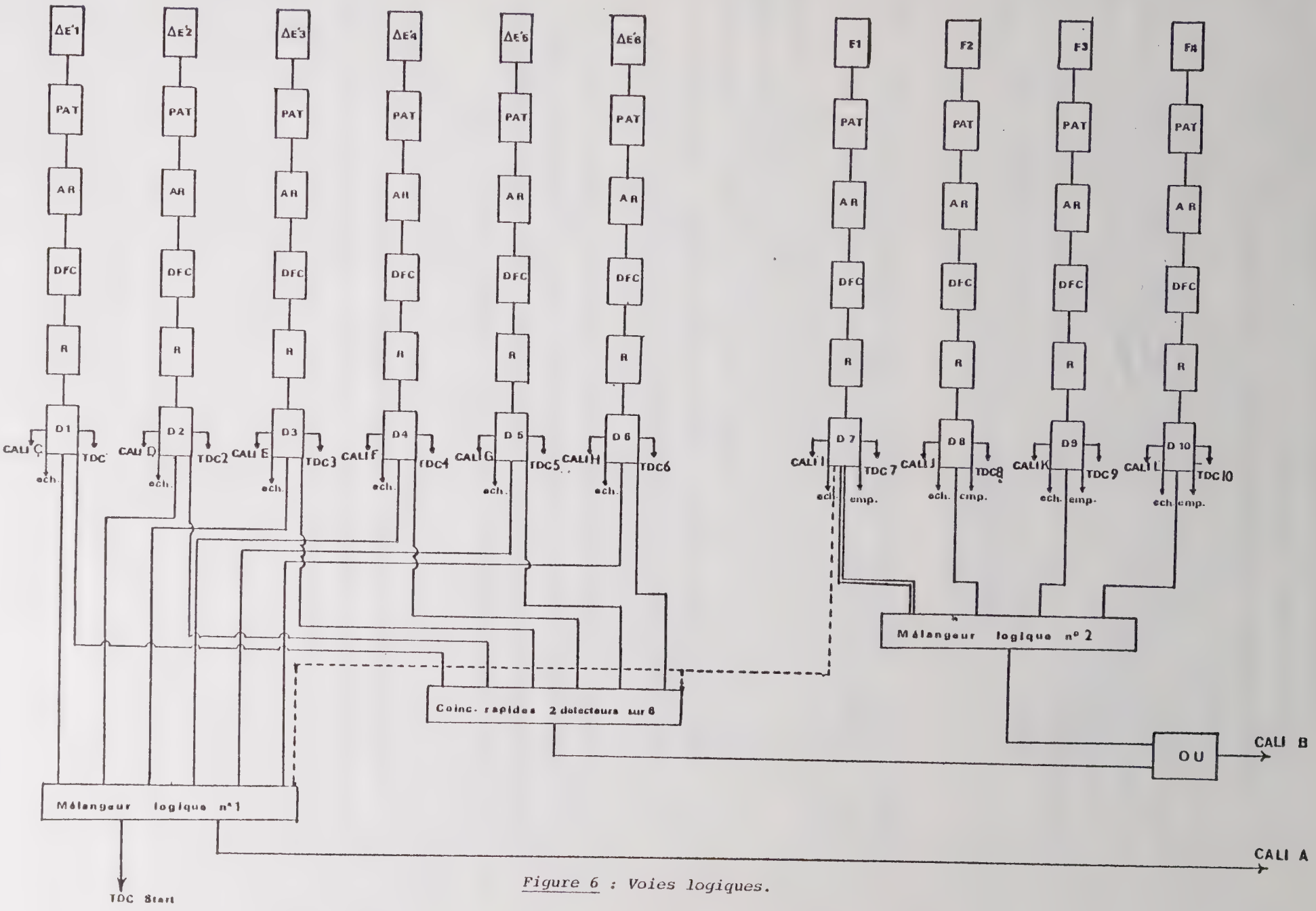


Figure 6 : Voies logiques.

les empilements, c'est-à-dire l'arrivée d'impulsions trop rapprochées en temps (temps d'inspection = 2 µs). Ces informations sont envoyées sur CALI pour étiquetage et donnent la possibilité de compter et d'éliminer hors ligne de tels événements ;

- pour les voies rapides de particules légères, vers un circuit à coïncidences rapides (τ = 100 ns) repérant les coïncidences d'au moins deux particules (pour la fission, F1 est branché sur ce circuit à coïncidence rapide).

3. CIRCUIT LOGIQUE CALI *(circuit de coïncidences à logique incorporée)*

CALI (21) se compose de deux parties, l'une réalisant des coïncidences rapides, l'autre des coïncidences lentes.

CALI rapide comprend 12 entrées numérotées de A à L. 4 d'entre elles (A, B, C, D) appelées "voies maîtres" peuvent permettre de déclencher, lorsqu'elles sont touchées, une première fenêtre de coïncidence représentant l'intervalle de temps maximum séparant deux signaux en coïncidence. Dans notre expérience, la fenêtre était fixée à 200 ns.

L'utilisateur peut imposer, au moyen d'interrupteurs, les coïncidences entre les "voies maîtres". Les 8 autres voies "voies esclaves" ne sont prises en considération que lorsque la fenêtre de coïncidence a été ouverte par l'une des voies maîtres.

CALI rapide possède également une 13ème entrée, dite voie supermaître, déclenchant systématiquement l'analyse et que nous avons reliée au générateur d'impulsions. En fait, dans notre montage, seules les deux premières voies (A, B) jouent le rôle de voies maîtres.

Sur la voie A étaient envoyés les signaux issus du mélangeur logique des voies rapides de détecteurs de particules légères (+F1 pour la fission).

La voie B recevait les impulsions provenant d'un circuit OU entre d'une part le mélangeur logique des voies rapides associées aux fragments (pour la fission seulement F2, F3, F4), et d'autre part, le

circuit à coïncidence rapide de télescope de particules.

En résumé, avec un tel montage, nous avons pu effectuer :

- pour l'étude de la réaction C + Ni des mesures inclusives (A ou B présent) et des mesures exclusives (A et B présents) en imposant une coïncidence entre 1 fragment lourd et au moins 1 particule légère. Les coïncidences 1 fragment - X particules (X = 2 → 6) étant également prises en considération. Ces coïncidences ont ainsi pu être réalisées entre chaque télescope particule et chaque détecteur fragment.

On peut également enregistrer des coïncidences entre 2 ou plusieurs particules légères.

- pour les études de fission (la condition AB étant toujours imposée), des mesures de coïncidences fragment - fragment - X particules (X = 0 → 6) (les plus fréquentes étant évidemment les coïncidences fragment-fragment). On mesure également des coïncidences fragment - X particules (X = 1 → 6) comme pour la réaction C + Ni.

Après l'ouverture de la fenêtre de coïncidence, CALI rapide vérifie que les conditions affichées par les clefs sont satisfaites.

Dans le cas contraire, il remet à zéro les convertisseurs TDC car ceux-ci commencent à coder dès qu'ils recoivent une impulsion en start. (Nous avons été amené à mettre en place un dispositif empêchant l'analyse d'une nouvelle impulsion par les TDC avant que la remise à zéro ne soit effective).

Lorsque les conditions sont remplies, CALI rapide identifie les voies touchées et les code en positionnant des bits de marquage, puis il envoie l'ordre d'analyse aux convertisseurs ADC et un ordre de pré-analyse à CALI lent.

CALI lent a deux fonctions :

- soit analyser l'événement en fonction de conditions supplémentaires (ouverture d'une seconde fenêtre de coïncidence puis rejet ou acceptation de l'événement) ;
- soit marquer un certain type d'événements.

Seule cette dernière possibilité a été utilisée. CALI lent recevait d'une part les impulsions du générateur et d'autre part, celles issues des inspecteurs d'empilement. Il indique la présence de ces deux événements par des bits de marquage.

Ensuite, CALI lent déclenche le système d'acquisition des données, transmet le mot CALI, formé de 16 bits qui décrivent la nature de l'événement puis attend l'ordre de remise à zéro venant de l'acquisition lui indiquant que le transfert des informations a été effectué. L'ordre de remise à zéro est également délivré aux convertisseurs ADC et TDC, et l'analyse d'un nouvel événement peut commencer.

E. ACQUISITION DES DONNEES

Le système d'acquisition a pour double rôle d'enregistrer les informations délivrées par le dispositif électronique et de permettre à l'utilisateur de contrôler l'expérience.

Ce système d'acquisition conçu par la Division Informatique du CERN est en fait une "structure" offrant une gamme étendue de modes d'acquisition, structure que nous avons adaptée (22) à notre expérience par programmation. Il est organisé comme un ensemble de tâches assurant chacune, une ou plusieurs fonctions spécifiques.

1. TACHE D'ACQUISITION DES DONNEES

Principale tâche du système, elle est absolument prioritaire sur toutes les autres. Lorsque CALI accepte l'événement qu'il vient d'analyser, il délivre un signal qui met en route cette tâche, provoque l'interruption des autres et la mise en mémoire de l'état du système au moment de l'interruption. Ce n'est qu'une fois que la tâche d'acquisition des données est achevée que l'ordinateur reprend ses opérations là où il avait été interrompu.

Cette tâche se déroule sans aucune intervention de l'utilisateur et selon la séquence suivante :

a) Lecture des données

Pour chaque événement, l'ordinateur exécute les instructions d'un programme de lecture. Ces instructions comprennent principalement :

- la lecture du mot descripteur généré par CALI,
- la lecture des informations digitales (énergie - temps de vol) contenues dans les ADC et TDC,
- l'écriture d'un signal de remise à zéro de CALI.

b) Constitution et mise en mémoire de l'événement

Chaque événement est décrit par 59 mots de 16 bits comprenant un titre porteur d'informations (heure, date, numéro de run,...) et les 40 données lues dans les 3 ADC et les 2 TDC.

Cet événement est ensuite stocké dans une mémoire tampon et lorsque cette dernière est pleine, la tâche d'acquisition des données recopie son contenu sur bande magnétique.

2. AUTRES TACHES DU SYSTEME

Afin de contrôler l'acquisition des données, d'autres tâches existent. Elles sont organisées à l'intérieur d'un système (appelé Scheduler), transparent pour l'utilisateur, qui gère leur communication avec les terminaux et leur exécution à tour de rôle par l'ordinateur.

Ces tâches sont de 3 sortes :

a) Les tâches liées aux modes d'acquisition

Elles permettent, entre autre, de commencer, d'arrêter le run, d'identifier la bande (montage, démontage).

b) La tâche de présentation des données

Il s'agit en particulier d'une tâche délivrant des messages d'erreur ou d'informations (pour chaque nouveau run : affichage de

l'heure, du numéro du run. A la fin de chaque run, nombre d'événements lus...).

Une autre fonction importante consiste à organiser la présentation sur un écran des diagrammes constitués par les programmes de monitorage avec possibilité de dilater l'échelle, changer la présentation...

c) Les programmes de monitorage

Quatre de ces programmes écrits en FORTRAN IV traitent les données événement par événement et construisent des histogrammes mono et bidimensionnels que nous avons pu visualiser sur écran pendant l'expérience. Ces programmes utilisésle plus souvent à tour de rôle, se décomposent ainsi :

Dans le programme VISO sont constitués :

- 32 diagrammes monodimensionnels correspondant aux 22 voies linéaires et aux 10 voies "temps de vol" associées à chaque compteur,
- 6 diagrammes bidimensionnels représentant les pertes d'énergie des particules, $\Delta E1$ en fonction de $\Delta E2$.

Le programme VISUAE donnait les mêmes diagrammes monodimensionnels que le programme VISO, mais les 6 diagrammes bidimensionnels étaient construits d'après les pertes d'énergie des particules, $\Delta E2$ en fonction de E3.

Le programme BISU permettait de visualiser 24 histogrammes bidimensionnels où étaient portées, en ordonnée l'énergie laissée par un fragment lourd dans un des détecteurs, et en abscisse la différence de temps de vol entre le fragment et la particule détectée en coïncidence.

De plus, pour les coïncidences entre deux fragments de fission, le programme FISSIO fabriquait 3 diagrammes bidimensionnels entre l'énergie E1 du fragment détecté sur la diode F1, et l'énergie E2, E3, E4 des fragments détectés en F2, F3, F4.

Deux autres programmes ont été écrits pour permettre l'intégration du nombre d'événements dans une zone définie par l'utilisateur.

Les programmes étaient affectés à l'intégration des diagrammes de VISO ou VISUAE et de FISSO.

A l'aide de ces programmes de traitement, nous avons pu vérifier le bon fonctionnement du dispositif durant l'expérience et visualiser les premiers résultats "bruts" en ligne.

F. ETALONNAGE DES DIFFERENTES VOIES

1. CALIBRATION DES DETECTEURS DE PARTICULES LEGERES

Afin de relier la hauteur d'impulsion délivrée par le détecteur à l'énergie des particules détectées, nous avons utilisé une source de dépôt actif de thoron émettant des particules α d'énergie 6,06 MeV et 8,78 MeV. Nous avons pu ainsi déterminer une relation linéaire de la forme

$$E = ax + b$$

E étant l'énergie de la particule, x le numéro du canal délivré par le codeur ADC.

L'étalonnage à partir d'une telle source néglige les défauts d'ionisation dans le détecteur, ce qui est parfaitement justifié pour des particules légères chargées ($^{1}_{1}H$, $^{2}_{1}H$, $^{3}_{1}H$, $^{3}_{2}He$, $^{4}_{2}He$).

2. CALIBRATION DES DETECTEURS DE FRAGMENTS LOURDS

Pour des noyaux de masse relativement élevée et de faible énergie, c'est-à-dire conduisant à de fortes densités d'ionisation, la réponse en impulsion des détecteurs dépend à la fois de la masse et de l'énergie.

Elle subit un défaut d'ionisation dû essentiellement à des phénomènes de recombinaison des charges. Il n'est donc plus possible

d'utiliser comme référence la réponse des détecteurs obtenue à partir de particules α de quelques MeV.

Pour les fragments de fission, la méthode de calibration est classique et fait appel à la procédure développée par Schmitt, Kiker et Williams (23).

Cette dernière est basée sur la réponse des détecteurs soumis aux fragments de fission du californium.

Ces auteurs ont établi une relation de la forme :

$$E = (a + a'M)\, x + b + b'M$$

E étant l'énergie cinétique du fragment,
M sa masse,
x la hauteur de l'impulsion délivrée par le détecteur pour ce fragment,
a a' b b' , 4 constantes relatives à ce détecteur, reliées aux hauteurs d'impulsions délivrées par ce détecteur pour le fragment lourd (P_H) et le fragment léger (P_L) du californium

$$a = \frac{24{,}0203}{P_L - P_H} \qquad a' = \frac{0{,}03574}{P_L - P_H}$$

$$b = 85{,}6083 - a\, P_L \qquad b' = 0{,}1370 - a'\, P_L$$

Des détecteurs de deux provenances ont été utilisés. Les détecteurs ORTEC présentent des défauts d'ionisation d'une dizaine de MeV alors que les détecteurs ENERTEC de résistivité voisine, laissent apparaître des défauts d'ionisation proches de 20 MeV, ce qui représente environ 20 % de l'énergie des fragments.

3. ETALONNAGE DES CONVERTISSEURS TEMPS DIGITAUX (TDC)

La correspondance entre le temps de vol et le numéro du canal délivré par le codeur TDC est donnée par une relation linéaire :

$$t = kx + to$$

t étant le temps de vol en ns,
x le numéro du canal,
k la pente de conversion (ns/canal),
to représentant la différence de retard apportée essentiellement par les câbles d'une voie par rapport à l'autre.

Pour chaque voie, le coefficient k a été déterminé en retardant de façon précise, à l'aide d'une boite à retards calibrés, l'une des impulsions par rapport à l'autre.

Nous avons ainsi vérifié que la pente de conversion était sensiblement la même pour chacune des voies.

Le coefficient to dépendant de la valeur des retards sur chaque voie, chaque combinaison de détecteurs fait apparaître une valeur de to propre. La détermination de tous les coefficients to a été faite en envoyant simultanément les impulsions d'un générateur à l'entrée des préamplificateurs de tension. Une telle méthode en fait, ne tient pas compte des temps de montées des impulsions dans les détecteurs, temps de montée qui diffèrent selon la nature de la particule détectée. Il a donc fallu réajuster ces coefficients to avec les impulsions délivrées directement par les détecteurs pour des événements physiques. Pour les coïncidences entre les fragments de fission et les particules légères chargées, le décalage peut atteindre 3 à 4 ns (on doit supposer connue la masse moyenne du fragment de fission).

CHAPITRE 2

RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS A L'ETUDE DE LA FISSION

INTRODUCTION

Nous avons étudié la fission de noyaux formés dans 3 réactions C + Au, C + Th, C + U à 60 et 30 MeV/nucléon.

Le choix des cibles a été fait en fonction de la probabilité de fissionner des noyaux produits dans ces réactions. Cette probabilité est d'autant plus grande que la barrière de fission de l'élément cible est faible. L'uranium et le thorium, deux actinides de masse voisine ont des barrières de fission respectives très proches et de l'ordre de 6 MeV. Les résultats pour ces deux éléments devraient donc être très semblables, et le fait d'imposer la fission comme voie de sortie ne devrait entraîner que très peu de sélectivité sur les transferts de quantité de mouvement du projectile vers la cible. Par contre, l'or, dont la barrière de fission est environ de 22 MeV (16), a une probabilité de fissionner relativement faible pour un petit transfert de quantité de mouvement, donc d'énergie d'excitation.

En imposant la fission comme voie de sortie, on exerce une sélectivité sur la nature des collisions dans la voie d'entrée, c'est-à-dire que l'on sélectionne essentiellement avec l'or les collisions centrales mettant en jeu de grands transferts de moment linéaire.

Dans cette expérience ont été enregistrées deux sortes de coïncidences :

- des coïncidences entre 1 fragment de fission et 1 particule chargée légère,
- des coïncidences entre les 2 fragments de fission.

Seule cette dernière partie sera traitée dans ce mémoire.

A. TRAITEMENT DES DONNEES

1. CLASSEMENT DES EVENEMENTS

Les bandes magnétiques enregistrées durant l'expérience ont été condensées et les événements ont été classés suivant divers paramètres.

- Les événements dus au générateur d'impulsions ont été isolés. A partir du nombre d'impulsions délivrées par le générateur pendant un temps t et du nombre d'impulsions prises en compte par le système d'acquisition durant ce même intervalle de temps, nous avons pu calculer le taux de perte à l'acquisition pour chaque mesure.
- Les événements physiques ont été classés selon le nombre de particules légères, et le nombre de fragments détectés en coïncidence.

2. RELATION ENTRE L'ANGLE DE CORRELATION DES DEUX FRAGMENTS DE FISSION ET LA QUANTITE DE MOUVEMENT TRANSFEREE.

Une des méthodes expérimentales les plus sensibles pour accéder aux transferts d'énergie et de moment linéaire entre le projectile et la cible consiste à mesurer les propriétés cinématiques (corrélation angulaire, énergie) des fragments issus d'une même fission. En effet, en considérant l'angle de corrélation entre les deux fragments, on obtient directement le moment linéaire moyen du noyau quasi-cible fissionnant.

Pour une fission sans transfert de moment, les deux fragments de fission s'éloignent à 180° l'un de l'autre dans le référentiel du laboratoire. Lorsqu'une certaine quantité de mouvement est transférée,

les directions d'émission des fragments de fission forment un angle inférieur à 180° dans le laboratoire du fait de la vitesse de recul du noyau fissionnant.

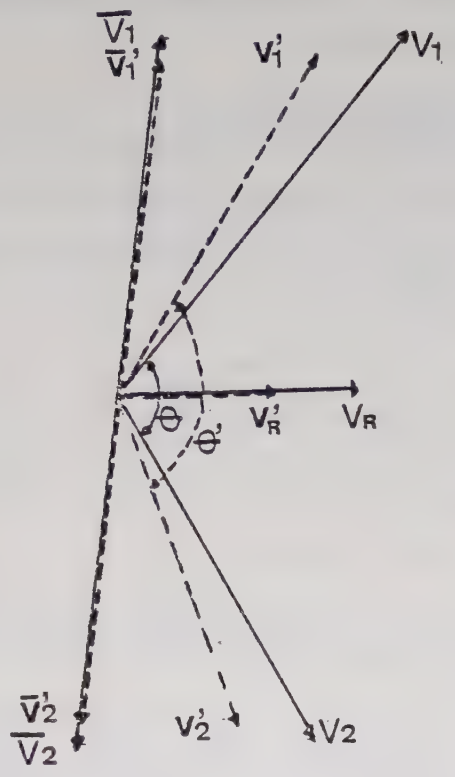


Figure 7 : Variation de l'angle de corrélation entre les deux fragments de fission avec la vitesse de recul du noyau fissionnant.

Cet angle est minimum lorsque le transfert de quantité de mouvement est total. Pour un transfert de moment linéaire plus faible que le transfert maximum, on obtient un angle intermédiaire entre 180° et cet angle minimum (figure 7).

Dans une première étape, une échelle de correspondance entre l'angle de corrélation entre les deux fragments et la quantité de mouvement transférée a été établie pour chaque système cible projectile et à chaque énergie incidente.

Dans le cadre d'une fusion incomplète, si une fraction du projectile m_p fusionne avec la cible, nous avons fait l'hypothèse que la quantité de mouvement transférée est $m_p v$ ou v représente la vitesse du faisceau. Cette hypothèse est justifiée, si le résidu du projectile garde sensiblement la vitesse et la direction initiale du faisceau comme l'ont montré les résultats de Mougey et al. (24). La conservation de la quantité de mouvement permet de calculer la vitesse de recul du noyau de fusion incomplète :

$$V_R = \frac{m_p V}{m_p + m_c} = \frac{\sqrt{2 m_p E_p}}{m_p + m_c}$$

où les indices p et c désignent respectivement la fraction du projectile et la cible.

Si l'on considère la correction relativiste, V_R devient :

$$V_R = \frac{\sqrt{2m_p E_p + E_p^2}}{m_p + m_c}$$

Aux énergies inférieures à 100 MeV/nucléon, la correction représentant moins de 1 % est négligeable.

Puisque l'un de nos détecteurs (F1) est resté à une position fixe (75°) durant toute l'expérience, l'angle de corrélation entre fragments (θ_{corr}) ne dépend que de θ_2 (figure 8).

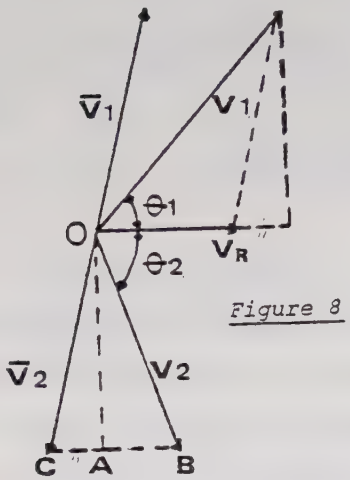


Figure 8

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2} - \text{Arc Tg}\ \frac{(AB)}{(OA)}$$

$$AB = CB - CA \qquad CB = V_R \qquad CA = V_1\cos\theta_1 - V_R$$

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2} - \text{Arc Tg}\ \frac{2V_R - V_1 \cos\theta_1}{V_1 \sin\theta_1}$$

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2} - \text{Arc Tg}\ \frac{2V_R - V_R\cos^2\theta_1 - \cos\theta_1\sqrt{\bar{V}_1^2 - V_R^2\sin^2\theta_1}}{\sin\theta_1(V_R\cos\theta_1 + \sqrt{\bar{V}_1^2 - V_R^2\sin^2\theta_1})} \qquad (5)$$

$\bar{V}_1$ et $\bar{V}_2$ désignent la vitesse des fragments 1 et 2 dans le système du centre de masse du noyau fissionnant et V_1, V_2 les vitesses dans le laboratoire.

En supposant que la fission la plus probable est symétrique, pour calculer la vitesse des fragments de fission dans le centre de masse, on peut utiliser une expression analytique obtenue par Vandenbosh et Huizenga (25) :

$$\langle E_K \rangle = 0{,}1071\ \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 22{,}2 \qquad (6)$$

où $\langle E_K \rangle$ représente l'énergie cinétique totale des fragments dans le centre de masse,

Z la charge du noyau fissionnant,

A sa masse,

$$\langle \bar{V} \rangle = \frac{\sqrt{2\langle E_K \rangle}}{A}$$

On obtient ainsi pour chaque angle de corrélation entre les fragments de fission, une valeur moyenne V_R de la vitesse de recul du noyau de fusion et par suite, une valeur moyenne du moment linéaire transféré.

3. TRAITEMENT EVENEMENT PAR EVENEMENT

Pour étudier les coïncidences entre deux fragments de fission, nous avons retenu les événements pour lesquels aucune particule légère n'est observée en coïncidence avec les deux fragments. Ce type d'événements représente 99 % de tous les événements correspondant à une coïncidence d'au moins deux fragments. De ce fait, aucune sélectivité particulière n'est opérée sur les événements de fission.

Par ailleurs, en imposant une coïncidence entre deux voies associées à des détecteurs de fragments lourds, on peut enregistrer, outre les coïncidences entre deux fragments de fission, des coïncidences entre un fragment et 1 particule ou entre deux particules. Ces deux types de coïncidences sont éliminés de deux manières différentes.

a) La figure 9 montre une carte bidimensionnelle où les événements corrélés sont distribués en fonction du numéro du canal représentant l'énergie de chaque particule.

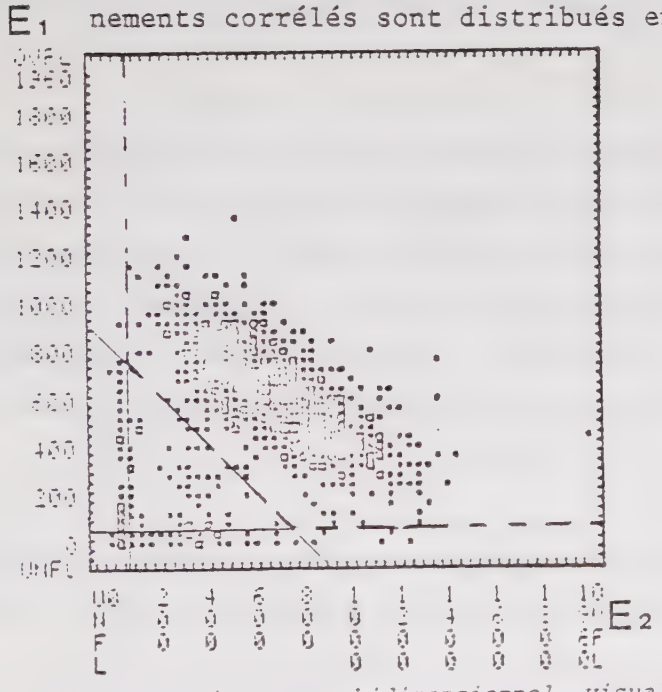


Figure 9 : Diagramme bidimensionnel visualisé pendant l'expérience. E_1 et E_2 représentent les énergies en canaux des 2 particules détectées en coïncidence.

Les coïncidences entre deux fragments de fission sont aisément reconnaissables et sont groupées au centre de la carte. Le long des axes apparaissent les coïncidences entre 1 fragment et une particule légère chargée, celle-ci laissant peu d'énergie dans le détecteur de 500 µ. Lorsque les énergies sont très petites sur chacune des voies, nous observons des coïncidences entre deux particules légères chargées. Afin de

rejeter de tels événements, nous imposons d'une part, une limite inférieure de 5 MeV sur l'énergie de chaque particule, et d'autre part, que la somme des énergies des 2 particules soit supérieure à 70 MeV. Ces deux limitations sont représentées par des lignes en pointillés sur la figure 9.

b) Si l'énergie que laisse une particule légère chargée dans un détecteur de fragments est supérieure à 5 MeV, on ne peut pas discriminer ces événements par une fenêtre en énergie. On utilise alors l'information différence de temps de vol. Pour cela un traitement cinématique des données événement par événement a été mis au point.

Pour un événement donné, nous disposons des informations expérimentales suivantes :

θ_1 angle du detecteur F1 qui est resté fixe
θ_i angle du détecteur en coïncidence avec F1
E_1 énergie en canaux du fragment détecté en F1
E_i énergie en canaux de l'autre fragment
Δ(TV) différence de temps de vol en canaux entre les 2 fragments.

Le but est de calculer M_1, M_i, E_1, E_i et d'en déduire une différence de temps de vol que l'on pourra comparer à la différence de temps de vol mesurée.

Ce traitement cinématique repose sur la conservation de la quantité de mouvement du noyau fissionnant. La vitesse de recul du noyau fissionnant n'est pas connue mais peut être estimée en moyenne pour une fission symétrique à partir de l'angle de corrélation moyen $\langle\theta_1 + \theta_i\rangle$ (cf page 33). La quantité de mouvement associée peut être calculée à condition de faire quelques hypothèses sur la masse du noyau fissionnant et donc sur le mécanisme de l'interaction.

On suppose comme dans le cas d'une fusion partielle, qu'une partie seulement du projectile participe à la fusion, le reste du noyau étant émis à 0° avec la même vitesse que le projectile.

On suppose également qu'il n'y a pas de nucléons émis avant la fission, ni par cascades intranucléaires, ni par évaporation. Cette

hypothèse ne correspond pas à la réalité telle qu'on la connaît d'après certains résultats expérimentaux mais l'introduction de neutrons (et peut-être de particules α) de pré-fission ne modifie pas considérablement le résultat du calcul.

A partir de ces mêmes hypothèses, on peut évaluer l'énergie d'excitation E* des fragments de fission, quantité qu'il sera nécessaire de connaître dans le traitement cinématique pour estimer les masses des noyaux résultant de la fission.

$$E^* = 1/2\ m_p V_p^2\ \frac{M_c}{M_p + M_c} + Q - \langle E_K \rangle$$

Q étant le bilan total en énergie de masse de la réaction,
$\langle E_K \rangle$ énergie cinétique totale des fragments dans le système du centre de masse calculée d'après la référence 25.

Afin de rendre compte de l'évaporation de particules légères au cours de la réaction, plusieurs hypothèses sont nécessaires :

- nous avons admis que toutes les particules légères étaient émises par les fragments de fission et qu'il s'agissait principalement de neutrons, ce qui est justifié par le fait que les fragments en conservant le rapport N/Z du noyau émetteur, sont exédentaires en neutrons.

- le nombre de neutrons, n, émis par les fragments a été estimé :
  - en considérant d'une part, que toute l'énergie d'excitation des fragments était dissipée par émission de neutrons,
  - en estimant d'autre part, l'énergie moyenne nécessaire à l'émission d'un neutron (B+2T) égale à 15 MeV ; B désignant l'énergie de liaison d'un neutron dans un fragment, et T la température nucléaire

$$n = \frac{E^*}{15}$$

- nous avons aussi supposé que le nombre de neutrons évaporés se répartit entre les fragments proportionnellement à leur masse et que l'émission de neutrons ne modifie ni la direction, ni le module de la vitesse des fragments, mais uniquement leur énergie cinétique.

Le principe des calculs est schématisé par l'organigramme du programme, figure 10.

Ce programme est constitué principalement de deux procédures itératives imbriquées. La première est réalisée pour déterminer la masse des fragments.

Une première estimation des énergies des fragments est effectuée à partir d'un étalonnage approximatif indépendant de la masse. L'application de la relation de la conservation de la quantité de mouvement dans le système du laboratoire permet de donner les premières valeurs aux masses M_1 et M_i des fragments dont la somme est supposée égale à la masse M_T du noyau de fusion.

$$M_1 E_1 = M_i E_i$$

$$M_1 + M_i = M_T = M_p + M_c$$

Un tel calcul néglige la vitesse de recul et n'est utilisé que pour donner une valeur approximative des masses M_1 et M_i nécessaires à une calibration plus correcte des énergies. Les masses déterminées ainsi représentent les masses des fragments juste à la fission et donc antérieures à l'évaporation de neutrons alors que la relation de calibration en énergie fait appel aux masses détectées après évaporation. Les masses M_1 et M_i sont donc corrigées du nombre de neutrons émis avant la détermination des énergies E_1 et E_i par la méthode Schmitt, Kiker et Williams (23).

Le passage du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse du noyau fissionnant permet de recalculer les masses M_1 et M_i plus précisément. Pour cela, il est nécessaire de corriger les énergies E_1 et E_i obtenues précédemment des pertes d'énergie des fragments dans la cible et les écrans protégeant les détecteurs. Il faut aussi tenir compte de l'évaporation de neutrons qui modifie la masse des fragments entre le stade de la fission et celui de la détection.

Les vitesses et les énergies des deux fragments dans le système du centre de masse sont calculées par les relations :

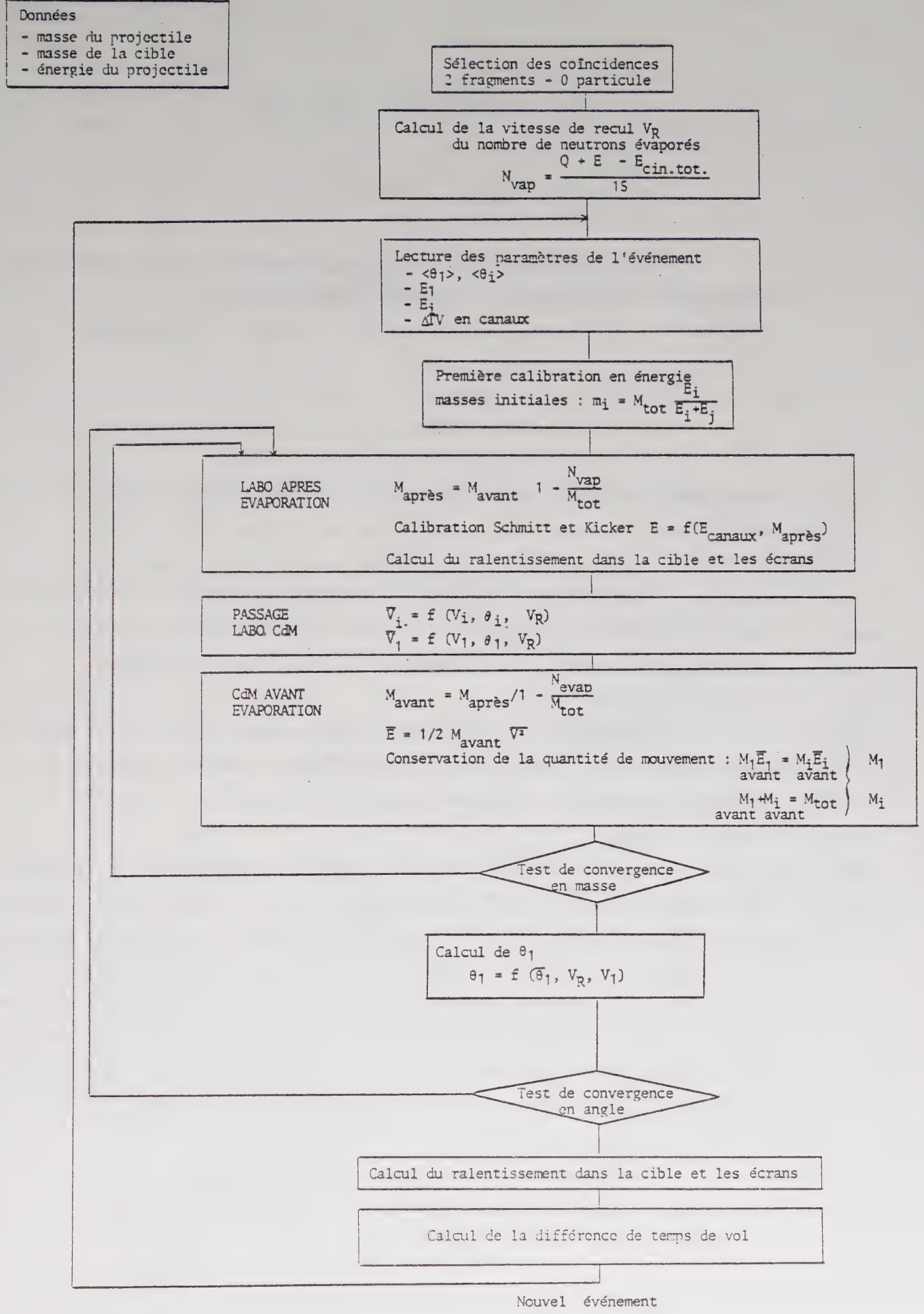

Données
- masse du projectile
- masse de la cible
- énergie du projectile
Sélection des coïncidences
2 fragments - 0 particule
Calcul de la vitesse de recul V_R
du nombre de neutrons évaporés
$N_{vap} = \frac{Q + E - E_{cin.tot.}}{15}$
Lecture des paramètres de l'événement
- $<\theta_1>$, $<\theta_i>$
- E_1
- E_i
- ΔTV en canaux
Première calibration en énergie
masses initiales : $m_i = M_{tot} \frac{E_i}{E_i+E_j}$
LABO APRES EVAPORATION
$M_{après} = M_{avant}\ 1 - \frac{N_{vap}}{M_{tot}}$
Calibration Schmitt et Kicker $E = f(E_{canaux}, M_{après})$
Calcul du ralentissement dans la cible et les écrans
PASSAGE LABO CdM
$\overline{V}_i = f(V_i, \theta_i, V_R)$
$\overline{V}_1 = f(V_1, \theta_1, V_R)$
CdM AVANT EVAPORATION
$M_{avant} = M_{après}/1 - \frac{N_{evap}}{M_{tot}}$
$\overline{E} = 1/2\ M_{avant}\ \overline{V^2}$
Conservation de la quantité de mouvement : $M_1 \overline{E}_1 = M_i \overline{E}_i$ M_1
$M_1 + M_i = M_{tot}$ M_i
Test de convergence en masse
Calcul de θ_1
$\theta_1 = f(\overline{\theta}_1, V_R, V_1)$
Test de convergence en angle
Calcul du ralentissement dans la cible et les écrans
Calcul de la différence de temps de vol
Nouvel événement

Figure 10 : Organigramme du programme de traitement événement par événement.

$$\bar{V}^2 = V^2 + V_R^2 - 2\, V_R V \cos\theta$$

$$\bar{E} = 1/2\, M_{avant}\, \bar{V}^2$$

En appliquant les relations de conservation de quantité de mouvement et de masse dans ce même référentiel :

$$M_1\bar{E}_1 = M_i\bar{E}_i$$

$$M_1 + M_i = M_T$$

on obtient de nouvelles valeurs de M_1 et M_i avant l'évaporation de neutrons.

Un cycle est terminé. Un test de convergence en masse est alors effectué. L'itération est arrêtée quand, entre deux calculs successifs, les masses ne diffèrent pas plus d'une unité.

Une seconde itération est rendue nécessaire par la mauvaise connaissance de l'angle de corrélation entre les deux fragments au niveau du traitement événement par événement.

En effet, l'ouverture angulaire des détecteurs F_i étant de ±2°, l'angle de détection d'un fragment pour ces détecteurs est assez bien défini. Mais il n'en est pas de même pour les fragments détectés en F_1 dont la direction d'émission n'est connue qu'à ±4° près. Or, dans la procédure itérative précédente, la valeur de l'angle θ_1 intervient pour les passages entre les systèmes du laboratoire et du centre de masse. Une deuxième itération est donc réalisée où θ_1 joue le rôle de la variable, θ_i étant considéré comme très bien défini.

Le calcul de θ_1 est basé sur ces relations

$$\bar{\theta}_1 + \bar{\theta}_i = 180°$$

$\bar{\theta}_1$ et $\bar{\theta}_i$ angles dans le système du centre de masse.

$$\bar{\theta}_i = \theta_i + \text{Arc sin } \frac{V_R \sin \theta_i}{\bar{V}_i}$$

$$\theta_1 = \bar{\theta}_1 - \text{Arc sin } \frac{V_R \sin \bar{\theta}_1}{V_1}$$

L'itération est arrêtée si deux valeurs successives de θ_1 diffèrent de moins de 0,5°.

Ce calcul nous sert à vérifier la valeur M_p de la masse du projectile introduite au début du programme.

En effet, l'angle de détection θ_i du détecteur en coïncidence avec le détecteur F_1 permet, comme nous l'avons montré au paragraphe précédent, de déterminer le nombre de nucléons du projectile qui participent à la fusion. Pour chaque traitement, la masse de la fraction du projectile entrée en donnée dans le programme est celle déterminée en fonction de l'angle de corrélation entre les deux fragments. Le calcul de θ_1 permet de vérifier l'hypothèse faite sur la fraction du projectile participant à la fusion.

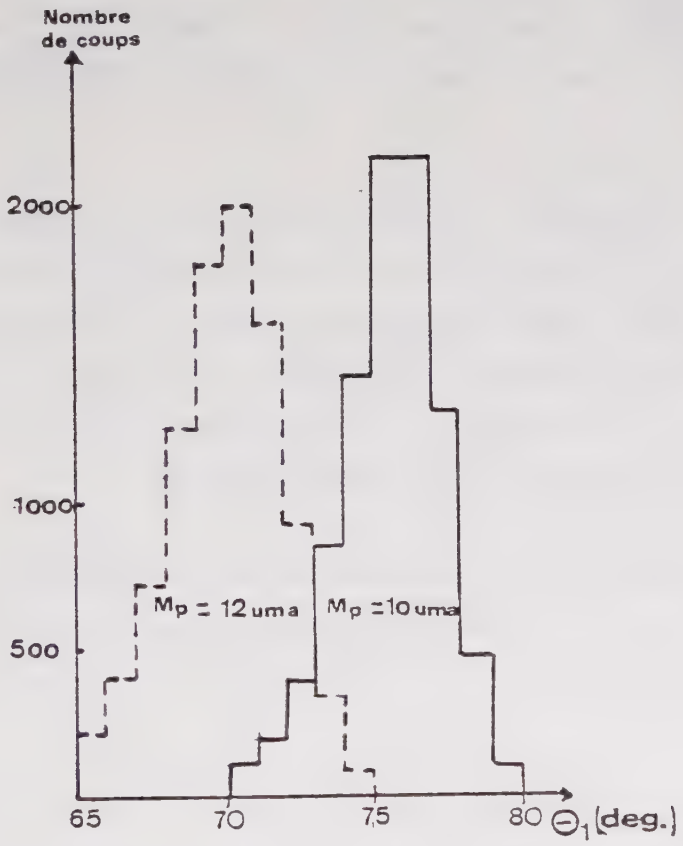


Figure 11

Sur la figure 11 sont représentées les distributions angulaires sur θ_1 des événements de fission (C + Au à 30 MeV/u) pour deux valeurs de M_p différentes.

En traits pleins, la masse de la fraction du projectile participant à la

fusion a été supposée égale à 10 uma. La distribution angulaire est centrée autour de 76°, angle qui correspond bien au positionnement de θ_1.

En pointillés, est tracée la distribution angulaire de ces mêmes événements de fission en supposant une fusion complète. Le pic s'est déplacé vers des angles plus petits. Le calcul itératif de θ_1 a conduit à des valeurs de θ_1 en dehors de l'ouverture angulaire du détecteur F_1 et ceci prouve, comme on pouvait s'y attendre, que l'hypothèse de départ est mauvaise.

La dernière étape du programme donne une valeur de la différence de temps de vol entre les deux fragments de fission calculée d'après les énergies et les masses déduites du traitement cinématique. La comparaison entre les différences de temps de vol ainsi calculées et celles directement mesurées permet, d'une part de vérifier la cohérence du traitement et d'autre part, d'éliminer des événements indésirables encore présents à ce stade, c'est-à-dire essentiellement des événements de coïncidence fortuite et de coïncidence entre 1 fragment et 1 particule légère chargée, celle-ci ayant laissé dans le détecteur une énergie supérieure à 5 MeV.

La figure 12 illustre le moyen d'isoler de tels événements. En portant la différence de temps de vol calculée (ΔTV_{calc}) en fonction de la différence de temps de vol expérimentale (ΔTV_{exp}), ces événements sont mis en évidence par un désaccord entre ΔTV_{calc} et ΔTV_{exp} . Ils se situent loin et de part et d'autre de la bissectrice ($\Delta TV_{calc} = \Delta TV_{exp}$) où sont situés les bons événements qui seront retenus.

Le nombre d'événements ayant satisfait aux différents tests nous a permis de calculer la section efficace de fission par la relation :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_i} = \frac{n}{I \times N \times d\Omega_1 \times d\Omega_i}$$

n : nombre d'événements pendant un temps t,
I : nombre de particules incidentes pendant ce même temps t,
N : nombre d'atomes dans la cible/cm².
$d\Omega_1$ et $d\Omega_i$ les angles solides respectifs des détecteurs F_1 et F_i.

Cette valeur de section efficace a été corrigée éventuellement du taux de perte à l'acquisition. Ce taux de perte est toujours inférieur à 7 %.

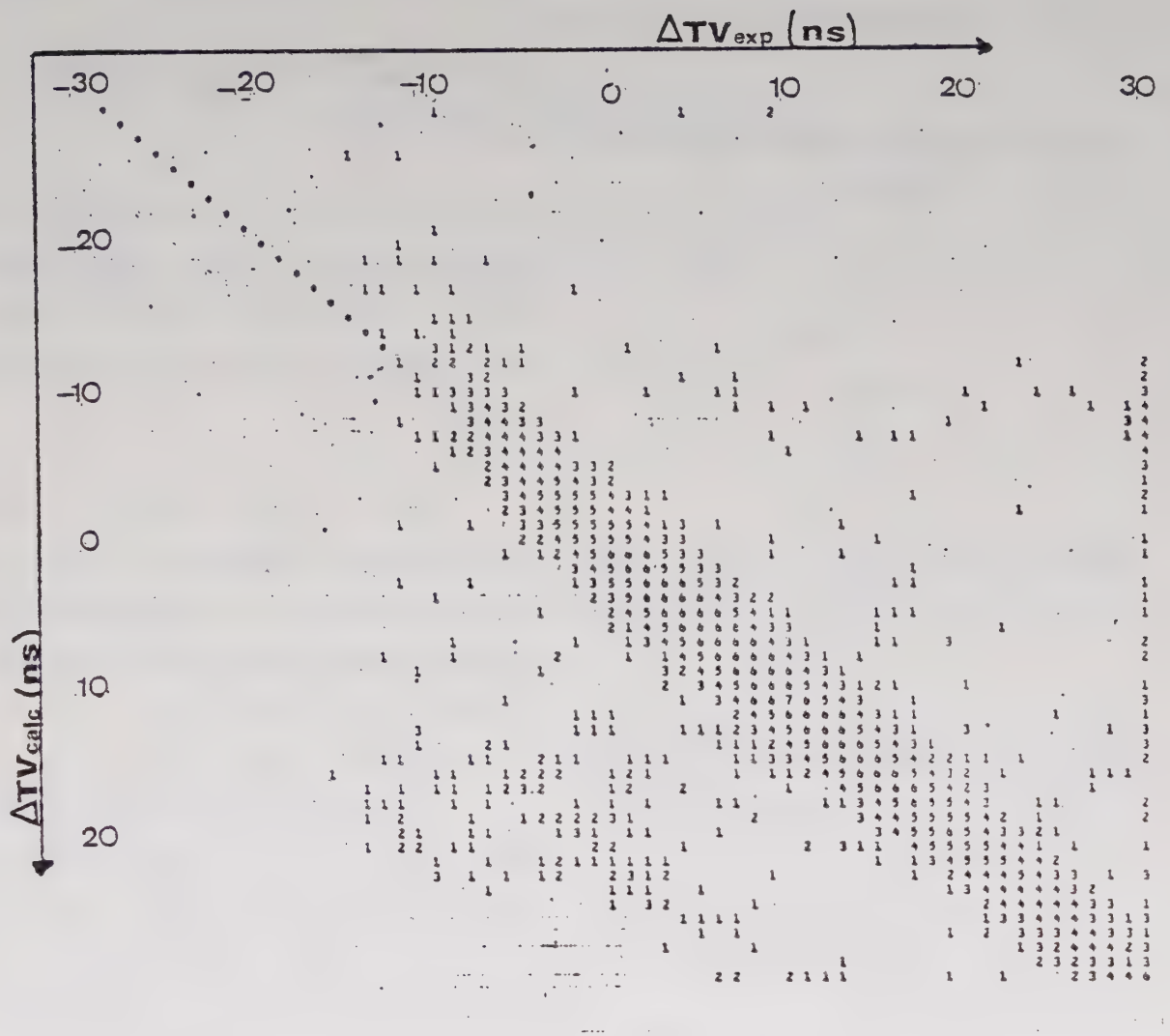


Figure 12 : Comparaison entre les différences de temps de vol expérimentales et calculées.

B. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Les sources d'incertitudes sur ces résultats proviennent essentiellement de plusieurs effets qui tendent à élargir les corrélations angulaires des fragments.

1. ESTIMATION DES INCERTITUDES

En étudiant la corrélation angulaire des fragments de fission au § II.A.2., nous avons supposé une fission strictement symétrique. Mais il existe une certaine probabilité pour que la fission ne soit pas totalement symétrique.

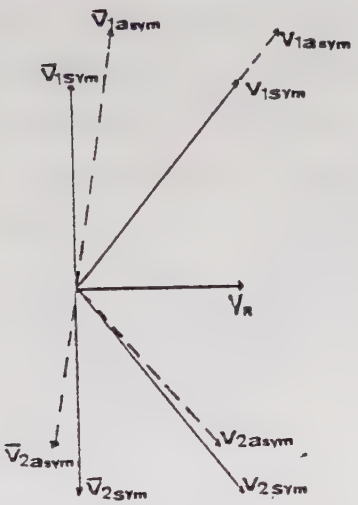
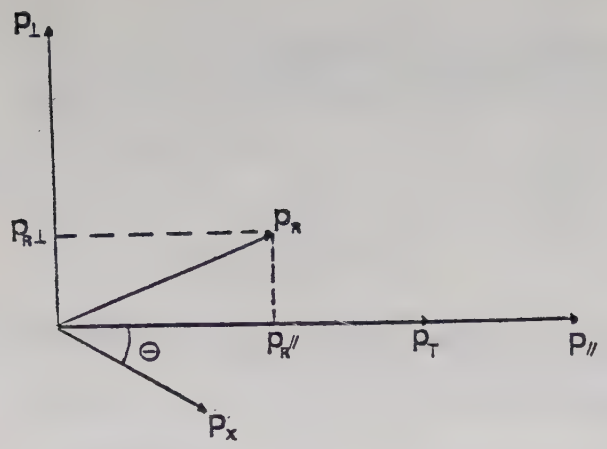


Figure 13 : Effet d'une fission non plus strictement symétrique.

Dans ce cas, l'angle de corrélation entre les deux fragments est plus petit que celui associé à une fission symétrique pour le même transfert de moment linéaire comme le montre la figure 13.

La correspondance entre l'angle de corrélation et le moment linéaire moyen transféré sera donc légèrement faussée. Cette erreur reste faible : un rapport de masse égal à 2 introduit une erreur de 2° sur l'angle de corrélation entre les deux fragments.

D'un autre côté, dans le cas d'une fusion partielle, si le résidu du projectile n'est pas émis à 0° du faisceau, la conservation de la quantité de mouvement entraîne que le noyau de fusion incomplète a toute une distribution de moments transférés.



P_T : impulsion du projectile

P_x : impulsion du résidu du projectile

Figure 14 : Effet du moment transverse.

$$P_R = P_T - P_X \cos \theta$$

$$P_R = -Px \sin \theta$$

Dans nos résultats, nous avons négligé la composante perpendiculaire P_R du moment linéaire transféré, c'est-à-dire nous avons supposé $\sin \theta \cong 0$ et donc θ très petit, et $P_R = P_T - P_X$.

Plusieurs études sur le résidu du projectile (26) ont montré que la distribution angulaire de ce résidu est piquée vers l'avant, et que l'angle d'émission θ est petit. Par conséquent, en négligeant le moment transverse, l'erreur introduite sur la quantité de mouvement transférée reste faible. Cet effet a tendance à élargir les distributions angulaires principalement pour des faibles transferts de moments linéaires, c'est-à-dire pour les collisions les plus périphériques où la masse du résidu du projectile est la plus grande.

Nous devons également tenir compte de l'évaporation de neutrons qui en moyenne ne modifie pas les directions relatives des deux fragments issus d'une même fission mais élargit leur distribution.

Un fragment, en émettant un neutron, peut sortir du plan de réaction défini par la direction du faisceau incident et les directions initiales des fragments. Un tel écart angulaire peut être évalué en calculant la variance angulaire. Pour une émission isotrope des neutrons, la variance est donnée par les équations suivantes (27) ;

$$\sigma^2 = \frac{\langle E_n \rangle}{P_f^2} \; n \; (1 + \frac{n+2}{M}) \qquad (7)$$

$$\sigma^2 = \frac{\langle E_n \rangle}{P_f^2} \; n \; (1 + \frac{n+1}{M}) \qquad (8)$$

Selon que les neutrons sont évaporés par les fragments totalement accélérés (7) au pas du tout accélérés (8)

où $\langle E_n \rangle$ est l'énergie cinétique moyenne d'un neutron,

P_f la quantité de mouvement d'un fragment dans le laboratoire,

M la masse du noyau de fusion complète ou non,

n le nombre total de neutrons émis par les fragments.

n a été calculé par la relation $n = \dfrac{\overline{E} + Q - \langle E_k \rangle}{\langle E_n \rangle}$

en négligeant l'énergie de rotation et l'énergie emportée par les rayons γ ;

où $\langle E_k \rangle$ est l'énergie cinétique totale moyenne des 2 fragments.

Les équations (7) et (8) étant presque identiques, les valeurs de la variance déduites de l'une ou l'autre de ces équations sont très proches.

En supposant que la distribution de corrélation angulaire est une gaussienne, on peut en déduire la largeur à mi-hauteur :

$$\Gamma = 2{,}345 \; \sigma$$

Γ a été calculée pour deux cibles Or et Uranium à 60 MeV et 30 MeV/nucléon et pour différents transferts de quantités de mouvement dans le cas d'un mécanisme de fusion complète ou non.

$P_{//}/P_T$	30 MeV Au	60 MeV Au
1	20,5°	29°
2/3	17,5°	25°
1/2	14°	22°
1/6	9°	13°

$P_{//}/P_T$	30 MeV U	60 MeV U
1	18°	26°
3/4	16°	23°
1/2	14°	19°
1/4	11,5°	14°

Ces largeurs à mi-hauteur calculées sont assez importantes et expriment certainement des valeurs maximales puisqu'elles traduisent un équilibre total.

2. RESULTATS

Nous avons représenté simultanément sur la figure 15 les probabilités relatives de fission mesurées à partir des cibles d'or et d'uranium à chaque énergie en fonction de l'angle de corrélation entre les deux fragments. Nous avons porté également en abscisse parallèle les transferts moyens de quantités de mouvement, exprimés en unités relatives ($P_{//}/P_{proj}$).

Pour l'uranium, à 30 MeV/nucléon, la contribution prédominante à la section efficace de fission se manifeste pour un transfert moyen égal au 2/3 de la quantité de mouvement totale. Une autre contribution de plus faible importance semble apparaître pour des transferts d'impulsion plus petits. Cette dernière devient dominante à 60 MeV/nucléon. En effet, à cette énergie, le rapport des deux contributions est inversé et la plus grande section efficace de fission est observée pour des transferts moyens représentant entre 1/10 et 2/10 de l'impulsion du projectile. Les courbes relatives à l'or présentent une différence essentielle. La contribution observée précédemment pour les faibles transferts d'impulsions a disparu. Cette observation est liée à la différence de barrière de fission entre l'or et l'uranium (cf page 30). On constate en effet, comme nous le supposions, que le fait d'imposer la fission comme voie de sortie, sélectionne pour le système C + Au, les voies conduisant aux grands transferts de moment, c'est-à-dire les collisions plus centrales, sélection qui n'existe probablement que de façon très atténuée pour l'uranium.

D'autre part, lorsque l'énergie incidente augmente, les corrélations angulaires entre les fragments tendent à devenir très larges. Les trois facteurs d'élargissement cités précédemment ne peuvent à eux seuls expliquer cette tendance. Ceci est particulièrement visible sur la cible d'uranium. Il faut donc admettre toute une distribution de transferts de moment contribuant à la largeur des corrélations angulaires.

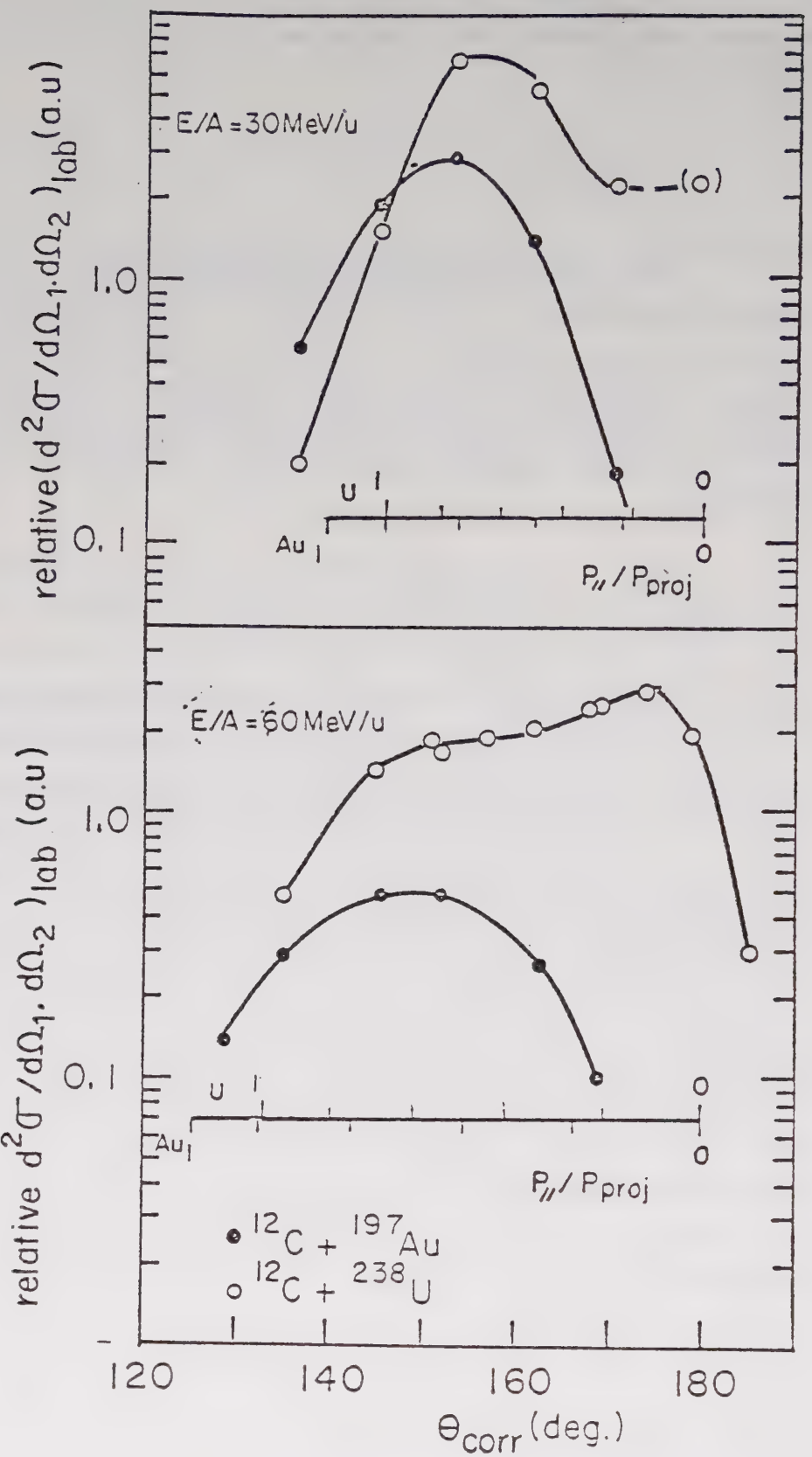


Figure 15 : *Section efficace de fission en fonction de l'angle de corrélation entre les deux fragments et des transferts de quantités de mouvement associés.*

Comme le montre la figure 16, il est intéressant de noter que pour les cibles d'uranium et de thorium présentant des barrières de fission très comparables, les distributions de corrélations sont très proches.

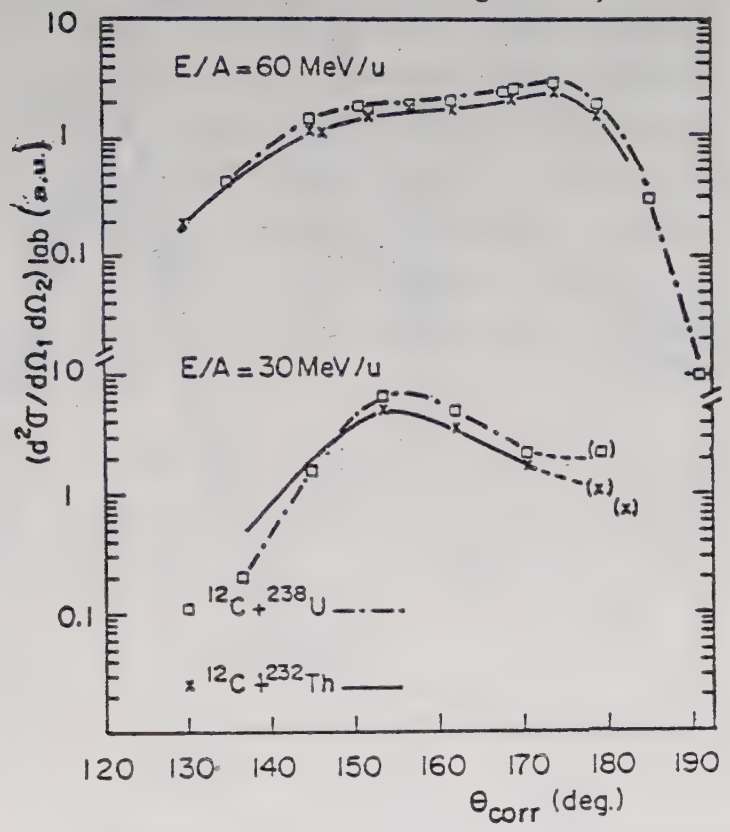


Figure 16 : Comparaison entre les résultats acquis pour les cibles d'uranium et de thorium.

Afin de nous affranchir de l'échelle des angles de corrélation qui dépend de masse de la cible, les données de la figure 15 ont été reproduites en utilisant une échelle unique de moment relatif transféré pour les 4 systèmes étudiés (figure 17). Deux sortes de comparaison peuvent être faites. D'abord, à une même énergie incidente à partir des deux cibles, ensuite pour une cible donnée en fonction de l'énergie incidente.

A 30 MeV par nucléon, les distributions sont centrées sur un même transfert moyen relatif correspondant aux 2/3 de l'impulsion du projectile. A 60 MeV par nucléon, l'identité de position des maxima n'est plus aussi manifeste parce qu'une forte contribution des fissions après de faibles transferts de moment, est observée sur l'uranium. Malgré tout, les décroissances de distribution à haut transfert de moment sont très semblables pour ces deux cibles.

Précisons maintenant l'évolution en fonction de l'énergie et étendons la comparaison aux résultats de Sikkeland et al. (28) obtenus sur les mêmes systèmes, mais à une énergie incidente de 10,4 MeV/nucléon (figure 18).

On peut remarquer tout d'abord, qu'à 10,4 MeV/nucléon, un épaulement de faible section efficace apparaît dans la distribution de

Figure 18

Section efficace de fission en fonction d'une échelle unique de transfert de moment linéaire (ref. 28).

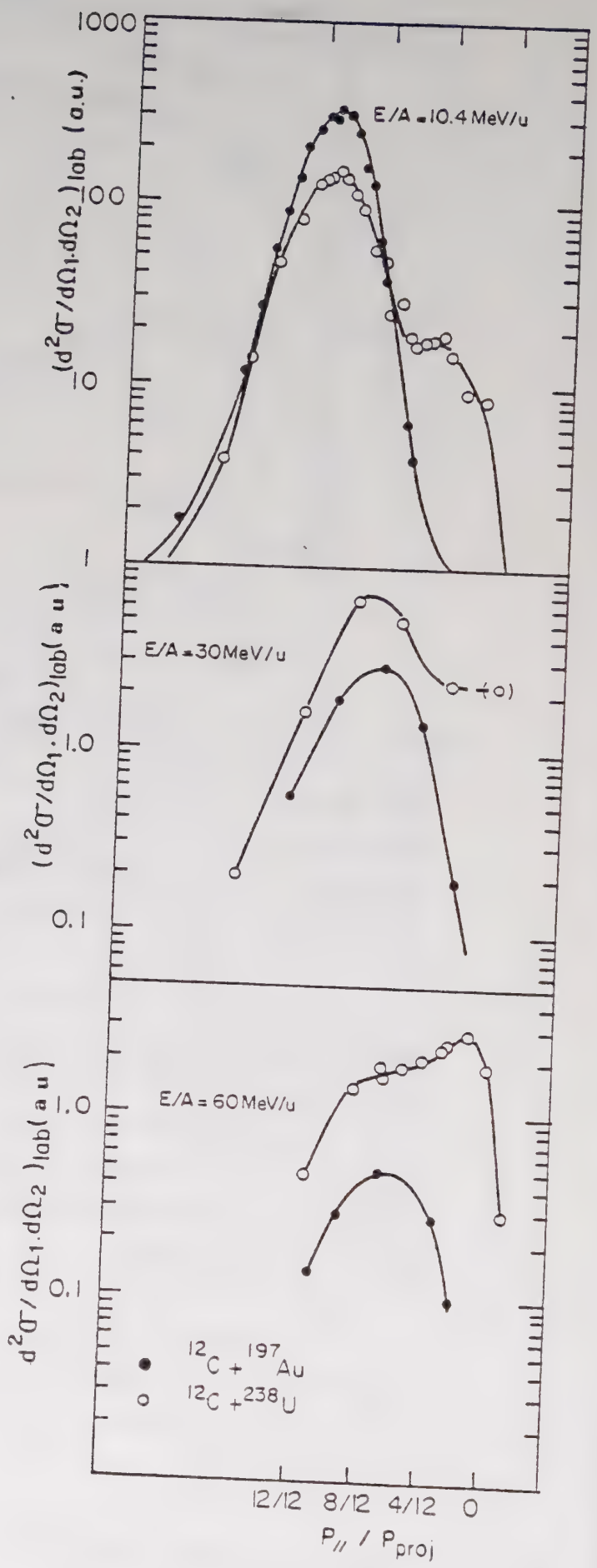


Figure 17

Section efficace de fission en fonction d'une échelle unique de transfert de moment linéaire.

corrélation angulaire de l'uranium. Ensuite, pour les deux cibles, le pic principal est centré sur un même transfert de moment moyen correspondant au transfert total. Au vu des figures 17 et 18, l'évolution de la quantité de mouvement transférée relative à celle du projectile apparaît nettement. Entre 10,4 et 60 MeV/nucléon, le rapport du moment linéaire moyen du noyau fissionnant au moment linéaire du faisceau diminue. Par conséquent, une quantité de mouvement moyenne, croissante avec l'énergie incidente est associée à d'autres particules que les fragments de fission.

Dans une troisième représentation des mêmes données, nous avons transformé l'échelle des transferts de moment ($P_{//}/P_{proj}$) en échelle de moments absolus (figure 19).

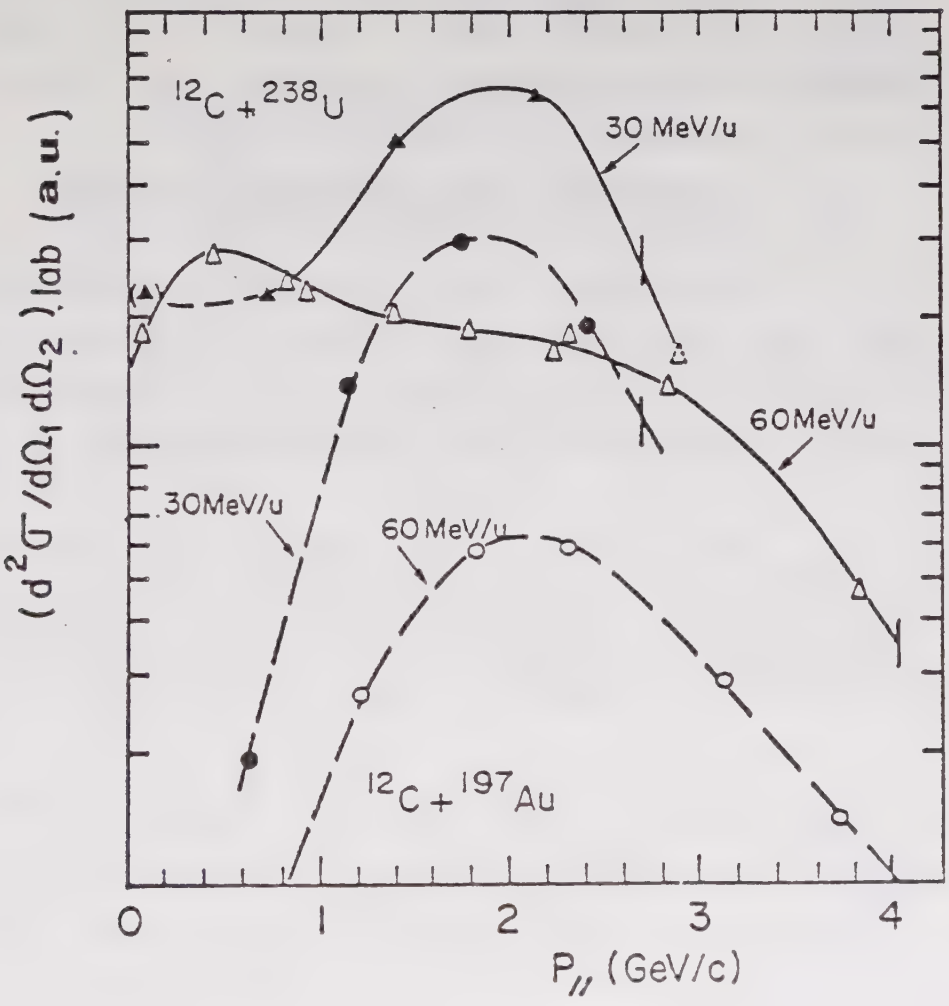


Figure 19 : Section efficace de fission en fonction de la quantité de mouvement transférée.

Nous pouvons alors constater dans toutes les distributions une chute au-delà de 2 GeV/c. Le fait de retrouver à une même énergie incidente, le même comportement pour les deux cibles considérées en ce qui concerne les transferts élevés de moment n'est pas vraiment surprenant. Les masses des cibles ne diffèrent que de 20 % et l'on ne peut guère s'attendre à une différence marquée. Ce qui est plus inattendu, en revanche, c'est de constater que cette limite ne dépend pas de l'énergie incidente (30 ou 60 MeV/nucléon). Les données de Lynen et al. à 84 MeV/nucléon sur les mêmes cibles, conduisent à une conclusion identique (29).

Nos résultats expérimentaux ne permettent pas cependant d'appréhender avec précision la brutalité de la rupture au voisinage de 2 GeV/c. Les différentes sources d'élargissement évoquées précédemment s'y opposent. Tout ce que l'on peut conclure, c'est qu'il semble difficile de transférer à partir du projectile ^{12}C plus de 2 GeV/c avec une probabilité importante.

3. HYPOTHESES SUR LA NATURE DES COLLISIONS

Ces résultats conduisent à poser plusieurs questions sur la façon dont cette quantité de mouvement est transférée du projectile vers la cible. L'interaction garde-t-elle un caractère collectif ou est-elle dominée par des collisions nucléon-nucléon ?

Dans le premier cas, la quantité de mouvement du noyau fissionnant est supposée, en première approximation, avoir été transmise par une fraction du projectile. La quantité de mouvement manquante est associée essentiellement au résidu du projectile.

Dans le second cas, le transfert d'énergie peut être assuré par exemple par des cascades intranucléaires entraînant l'émission d'un certain nombre de nucléons. La différence entre l'impulsion du projectile et celle du noyau fissionnant devant être emportée par les nucléons avant la fission.

Ce premier type d'interaction a pu être mis en évidence d'une façon relativement claire par une expérience réalisée sur le système

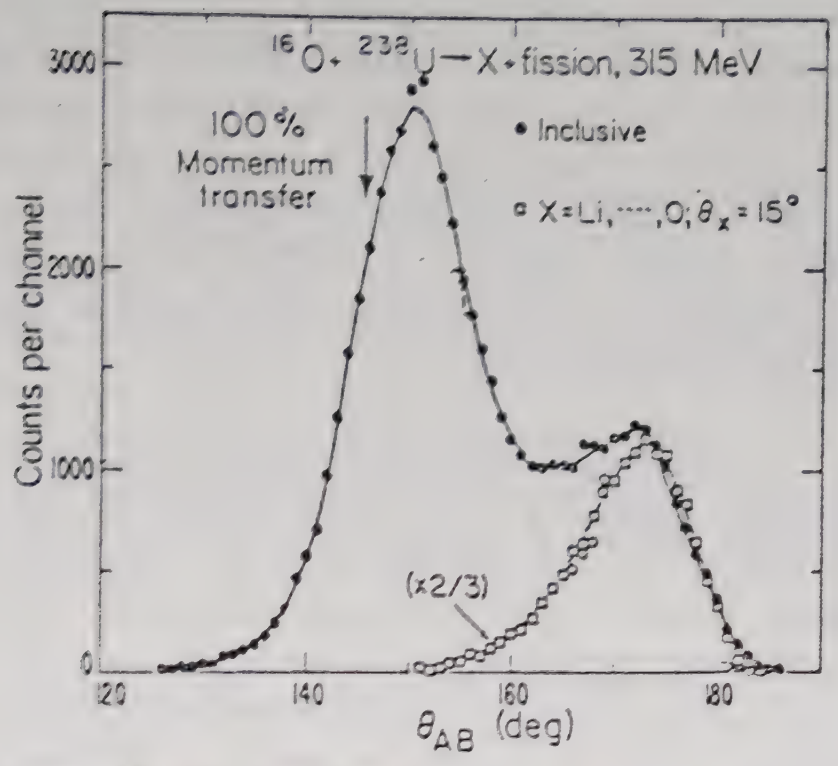


Figure 20 : Section efficace de fission en fonction de l'angle de corrélation entre les fragments
● mesures inclusives de coïncidences entre les fragments
□ mesures de coïncidences triples entre les deux fragments et le résidu du projectile.

^{16}O + U à 20 MeV/nucléon (30), en mesurant les coïncidences triples entre les deux fragments de fission et le résidu du projectile. Cette mesure est illustrée par la figure 20.

Le fait qu'un résidu du projectile soit identifié pour des noyaux entre le lithium et l'oxygène prouve l'existence de collisions périphériques associées à la contribution à très faible transfert de moment.

Par ailleurs, ces mêmes auteurs ont montré que la somme de la quantité de mouvement du résidu du projectile et du noyau fissionnant est inférieure à l'impulsion du faisceau. La quantité de mouvement manquante augmente lorsque la masse du résidu du projectile diminue, c'est-à-dire lorsque les collisions deviennent de moins en moins périphériques.

A fortiori, pour des collisions plus centrales, où tout le projectile est supposé s'amalgamer à la cible, on peut suggérer l'émission de plusieurs nucléons avant la fission. La distribution de corrélation angulaire fait apparaître effectivement, pour le noyau fissionnant, un défaut d'impulsion égal à 8 % de l'impulsion du projectile. La quantité de mouvement manquante est attribuée à des particules émises dans les premiers stades de la réaction, sans que l'on puisse savoir si elle implique des interactions nucléon-nucléon ou tout simplement une émission de pré-équilibre.

Les données obtenues sur la réaction C + U à 30 MeV/nucléon ressemblent beaucoup à ce qui avait été observé à 20 MeV/nucléon pour le système O + U. Bien que dans notre cas, des mesures exclusives en coïncidence avec le résidu du projectile n'aient pas été réalisées, il semble que l'on puisse encore distinguer des collisions périphériques du type fusion incomplète, caractérisées par de faibles transferts d'impulsions, et des collisions plus centrales. Ces dernières laissent apparaître un défaut d'impulsions de l'ordre de 7 à 800 MeV/c du noyau fissionnant qui est donc plus important qu'à 20 MeV/nucléon.

A 60 MeV/nucléon,la dispersion des moments transférés observés sur l'uranium est si importante qu'il semble difficle de distinguer les collisions périphériques des collisions centrales. Mais en se référant à la distribution relative à l'or, qui, comme nous pouvons le voir à 30 MeV/nucléon, paraît être due en majeure partie à des collisions centrales, on peut mettre en évidence un défaut d'impulsion de 2 GeV/c.

Ce défaut d'impulsion croissant avec l'énergie incidente pourrait provenir de l'émission d'un nombre de nucléons de plus en plus important avant la fission, et cette hypothèse peut être une interprétation des grands écarts de sections efficaces observés d'une part, entre l'or et l'uranium à une même énergie, et d'autre part pour une même cible aux deux énergies 30 et 60 MeV/u. Dans le premier cas, pour un grand transfert d'impulsions, la différence entre la barrière de fission de l'or (ou du noyau de fusion) et l'énergie nécessaire à l'évaporation d'un neutron, devient négligeable devant l'énergie d'excitation et par conséquent, la probabilité de fissionner de l'or devrait être du même ordre de grandeur que celle de l'uranium. Mais, si l'on suppose qu'un grand nombre de nucléons sont émis avant la fission, la barrière de

fission du noyau résiduel augmente d'autant. Si, pour l'uranium, la probabilité de fissionner reste encore notable, pour l'or, elle diminuera beaucoup.

D'autre part, la comparaison qualitative entre les sections efficaces de fission mesurées aux deux énergies pour une même cible, peut être réalisée. En effet, les sections efficaces de fission ont été représentées en unités arbitraires parce que, pour les mesures à 30 MeV/nucléon subsiste une certaine incertitude sur la détermination de l'intensité du faisceau. Mais l'erreur sur cette mesure (si elle existe) n'est certainement pas aussi importante que l'écart observé entre les sections efficaces de fission relatives à une même cible aux deux énergies considérées.

En effet, pour un transfert de moment de 2 GeV/c, cet écart atteint un facteur 4.

Il semble donc que l'on puisse mettre en évidence qualitativement une diminution de la section efficace de fission pour les deux systèmes étudiés quand l'énergie incidente croît. Cet effet peut être expliqué si l'on admet l'émission d'un grand nombre de nucléons avant la fission. Dans cette hypothèse, si la quantité de mouvement du noyau fissionnant est la même pour des énergies incidentes doubles, c'est qu'un plus grand nombre de nucléons a été émis avant la fission pour l'énergie la plus élevée et par suite, la probabilité de fissionner va décroître quand l'énergie incidente augmente.

Il semble donc, au vu de ces résultats, que le transfert de quantité de mouvement du projectile vers la cible puisse être attribué à un mécanisme de cascades intranucléaires favorisant l'émission d'un grand nombre de nucléons avant la fission.

Cette hypothèse pourrait être confirmée si l'on pouvait prendre en considération tout le moment linéaire emporté par les particules émises avant la fission.

Les mesures exclusives réalisées avec les particules légères chargées pourront sans doute nous apporter des éléments d'information sur les mécanismes envisagés.

CHAPITRE 3

PARTICULES CHARGEES LEGERES EMISES LORS DE LA REACTION C + Ni

Dans un deuxième temps, une cible de nickel a été bombardée par un faisceau de carbone aux trois énergies 84, 60 et 30 MeV/nucléon. Pour cette expérience, nous avons réalisé des mesures inclusives de particules chargées légères et des résidus de la cible ainsi que des mesures exclusives en imposant une coïncidence entre un résidu lourd et une ou plusieurs particules légères chargées.

Ce qui sera présenté dans ce mémoire ne concerne que les données inclusives et en particulier l'émission de particules légères chargées.

A. TRAITEMENT DES DONNEES

Le programme mis au point pour l'analyse des données relatives aux particules légères chargées a pour but d'isoler et d'identifier les différents types de particules ($^{1-3}$H, $^{3-4}$He) et de calculer leurs sections efficaces d'émission.

L'organigramme de ce programme est schématisé sur la figure 21. Il s'agit d'une succession de tests permettant de localiser ces particules légères dans l'espace E-ΔE. Les différents problèmes que nous avons dû résoudre dans l'analyse de ces données ont été discutés au § I.C.1. et nous y ferons souvent référence dans le déroulement de ce programme.

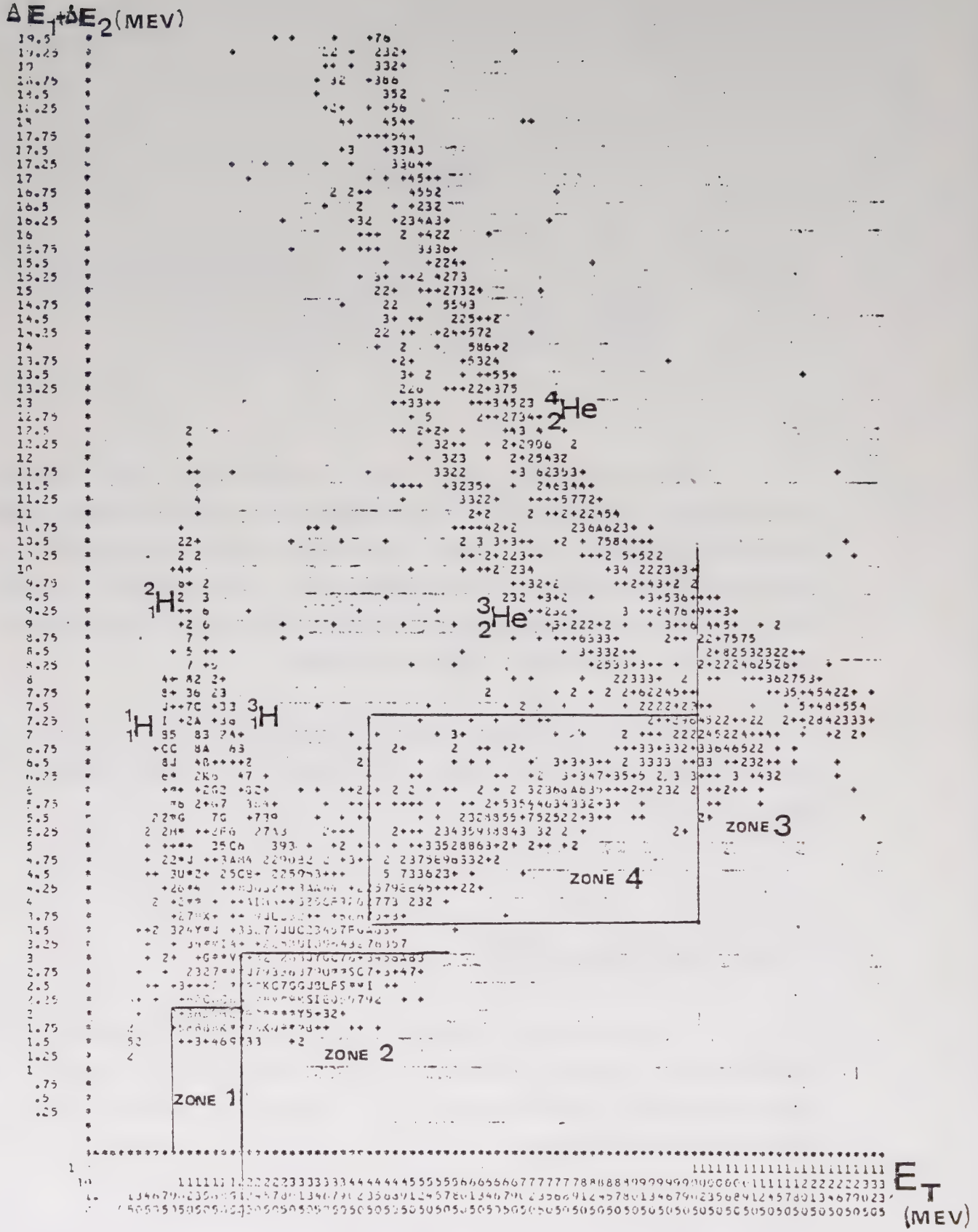


Figure 22 : Variation de la perte d'énergie dans les deux premiers détecteurs (600 μ) en fonction de l'énergie laissée dans les 3 détecteurs (5600 μ).

Zone 1 : isotopes de l'hydrogène dont le parcours est supérieur à l'épaisseur des trois détecteurs.

Zone 2 : isotopes de l'hydrogène dont l'énergie est voisine de celle de leur point de rebroussement respectif.

Zone 3 : isotopes de l'hélium dont l'énergie est voisine de celle de leur point de rebroussement respectif.

Zone 4 : isotopes de l'hélium dont le parcours est supérieur à l'épaisseur des trois détecteurs.

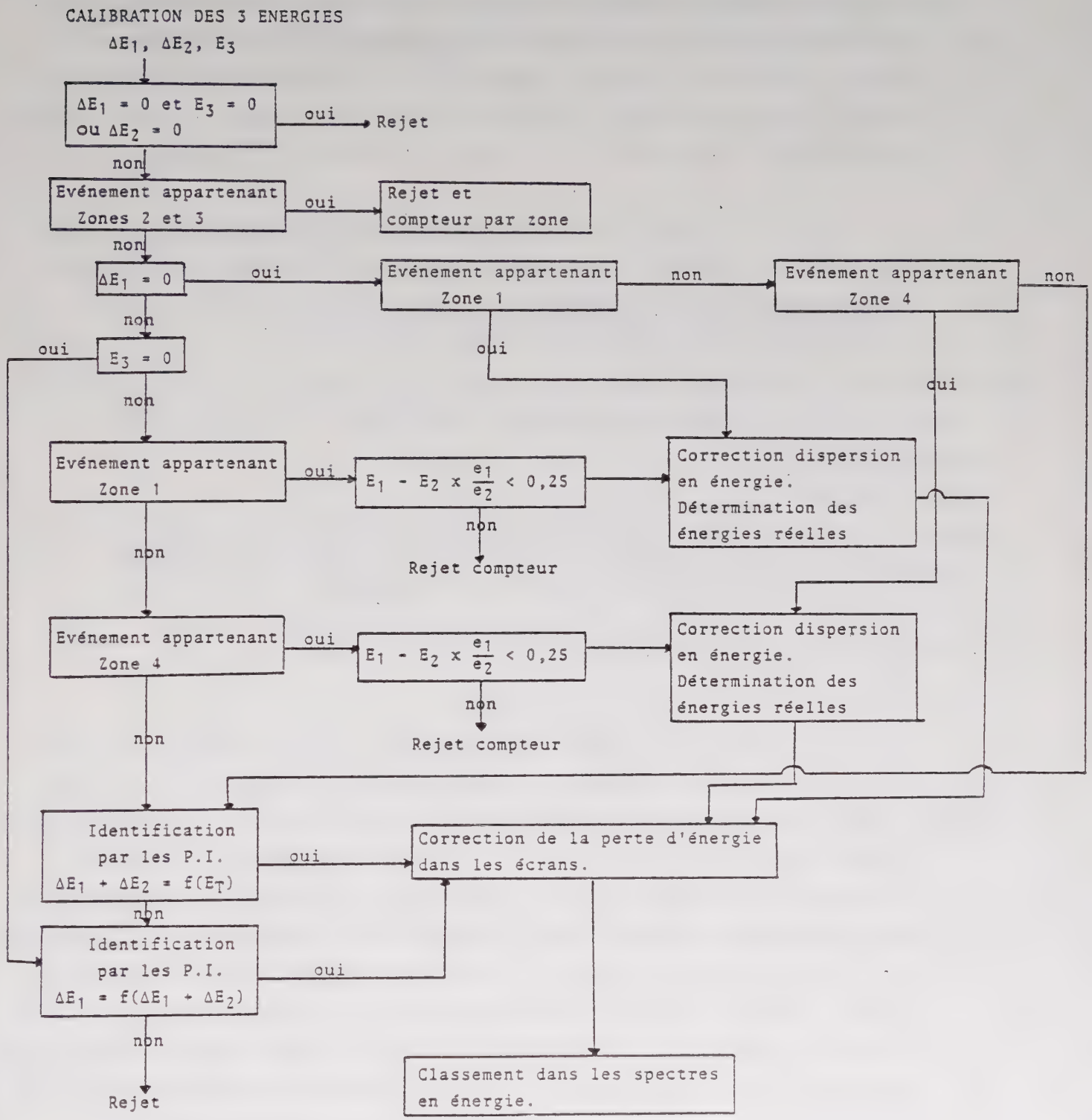


Figure 21 : Organigramme du programme de traitement événement par événement.

Après le décodage des différents paramètres (numéro du détecteur, énergies en canaux des trois détecteurs) décrivant un événement, la détermination de ces énergies en MeV est effectuée d'après la relation linéaire déduite de la calibration réalisée à l'aide d'une source α de dépôt du thoron. Différents tests sur ces énergies vont permettre de séparer d'une part, les particules dont le parcours est inférieur à 5600 μ (épaisseur des trois détecteurs) et dont on mesure l'énergie réelle, et d'autre part, les particules qui traversent les trois détecteurs et pour lesquelles on ne mesure qu'une perte d'énergie.

Les particules arrêtées dans l'un des deux derniers détecteurs seront identifiées en numéro atomique et en masse, ou rejetées en comparant la valeur calculée de leur paramètre d'identification (P.I.) aux valeurs limites déterminées par l'expression analytique de Goulding (§ I.C.1.). Après correction de la perte d'énergie des particules dans les écrans d'aluminium protégeant les détecteurs, le classement en énergie est réalisé.

- Au niveau du point de rebroussement réside une certaine ambiguité, due au phénomène de dispersion en énergie, sur l'énergie et la masse de la particule détectée et on se contente donc de compter ces particules, et seul leur numéro atomique pourra être précisé : zone 2 et 3 (figure 22).

- Pour les noyaux d'hydrogène et d'hélium, dont le parcours devient nettement supérieur à l'épaisseur de silicium des trois détecteurs, nous avons délimité des domaines E-ΔE (zone 1 et 4) dans lesquels doivent être localisées les particules prises en compte et ceci afin d'éliminer les événements dont l'énergie sur au moins un des détecteurs est franchement aberrante. Une analyse plus fine est ensuite réalisée en vérifiant que les réponses des 2 détecteurs de transmission sont cohérentes. Dans ce domaine d'énergie élevée, la perte d'énergie est en première approximation, une fonction linéaire de l'épaisseur traversée. Pour s'assurer que l'événement est correctement mesuré, on impose donc cette condition :

$$\Delta E_1 - \Delta E_2 \cdot \frac{e_1}{e_2} < 0,25$$

où ΔE_1 et ΔE_2 représentent les pertes d'énergie respectives dans le

premier détecteur d'épaisseur e_1 et le second détecteur d'épaisseur e_2. Les événements ayant satisfait à tous ces tests sont identifiés comme isotopes de H ou He. A l'aide des expressions analytiques commentées au § I.C.1., les énergies réelles de ces particules de grande énergie ont été déterminées puis corrigées du ralentissement dans les écrans d'aluminium et le classement en énergie de ces particules a été effectué.

B. RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. REPRESENTATION EN SECTIONS EFFICACES INVARIANTES

Les particules émises lors d'une interaction nucléaire peuvent être produites à divers stades de la réaction et provenir de sources différentes. Afin d'étudier les caractéristiques des noyaux émetteurs, nous avons choisi de représenter les données, dans un premier temps, sous forme de sections efficaces invariantes en fonction des vitesses parallèles et perpendiculaires au faisceau des particules chargées.

La section efficace invariante est donnée par la relation :

$$\sigma_{inv} = \frac{1}{PC} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \qquad (9)$$

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ représente la section efficace doublement différentielle dans le laboratoire,

P la quantité de mouvement de la particule dans le laboratoire,

C la vitesse de la lumière pour obtenir les sections efficaces invariantes en $\mu b/srxMeV^2$.

Cette section efficace est invariante car elle ne dépend pas du système de référence choisi ; dans l'espace $V_{//}$, $V_{\perp}$ le passage d'un repère galiléen à un autre résulte d'un simple mouvement de translation.

Cette représentation, utilisée fréquemment dans le domaine des hautes énergies a été appliquée récemment à plus basse énergie (31).

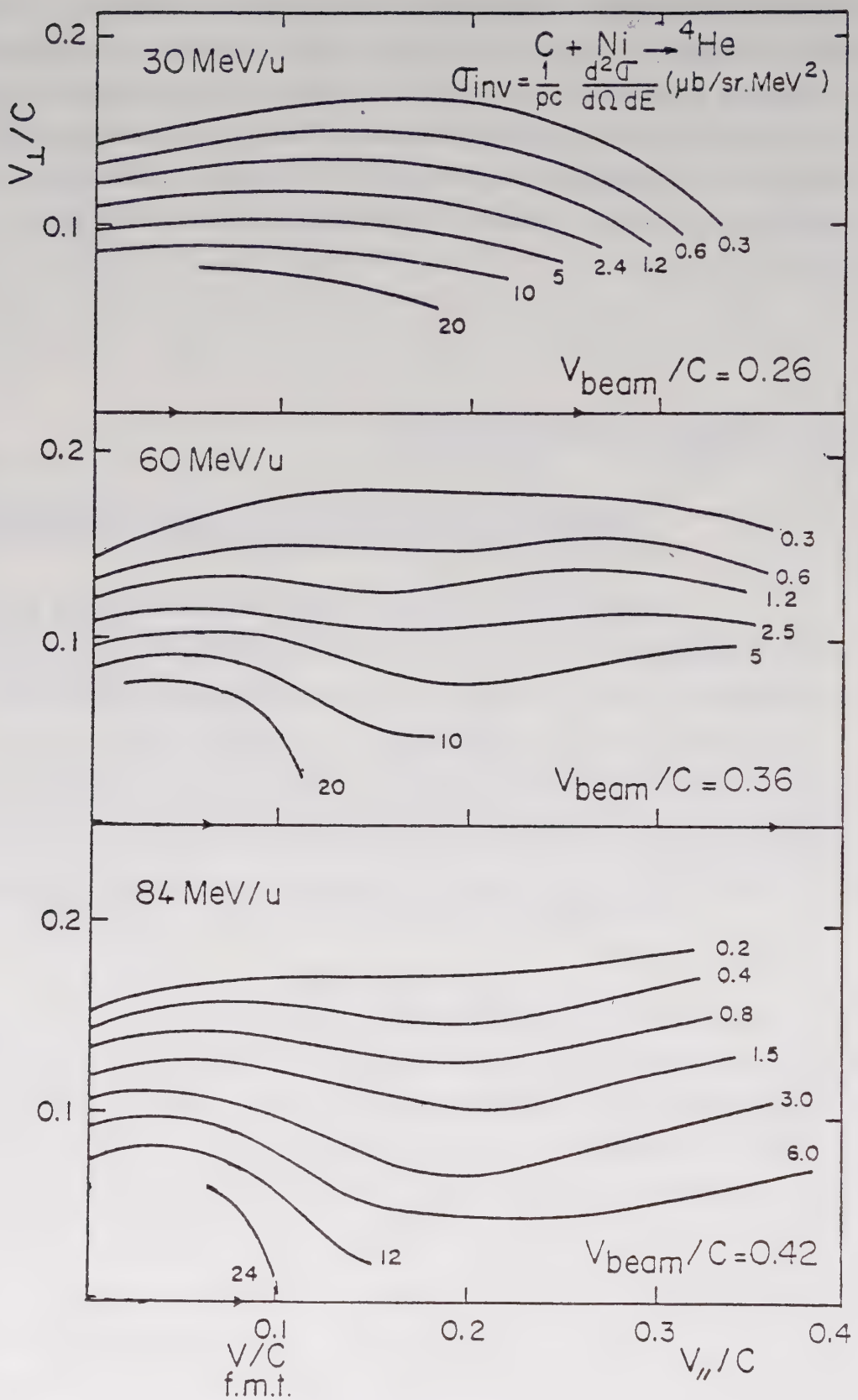


Figure 23 :

Représentation des sections efficaces invariantes des particules α.

$V_{F.m.t.}/c$ désigne la vitesse relative du noyau émetteur pour un transfert complet.

Elle permet de mettre en évidence les différentes sources d'émission de particules dans la mesure où les caractéristiques d'émission à partir de chacune d'elles sont connues ; en particulier, quand l'émission est isotrope, elle se traduit par des contours iso-invariants dessinant des cercles centrés sur l'extrémité du vecteur vitesse de la source.

Nous avons donc représenté ainsi les sections efficaces invariantes des particules α et des protons pour lesquels la statistique est la plus importante.

La figure 23 concerne les particules α détectées aux trois énergies incidentes. Les lignes de niveaux ont été tracées à partir des mesures réalisées à une dizaine d'angles régulièrement espacés. Un lissage a été réalisé pour permettre une interpolation entre les différentes mesures. Deux lignes de niveaux successives représentent des intensités doubles et l'échelle reste la même aux trois énergies incidentes.

Pour les particules α de faible vitesse, il semble qu'il y ait une contribution d'une source dont la vitesse puisse être comprise entre 0 et la vitesse correspondant à un transfert total de moment $V_{F.m.t.}$.

Pour les particules α de plus grande vitesse, une autre source semble se distinguer, source dont la vitesse apparaît être liée à la vitesse du faisceau ; celle-ci pouvant être expliquée, en partie au moins, par la sous-structure α du projectile.

Ces deux contributions sont d'autant mieux séparées que l'énergie incidente est grande.

Afin de déterminer les caractéristiques de la source d'émission à plus faible vitesse, il nous a semblé plus intéressant d'étudier les sections efficaces invariantes des protons (figure 24) pour lesquels la statistique est la plus grande. On peut noter que ces diagrammes ont été réalisés pour des protons de basse énergie jusqu'à 20 MeV, zone d'énergie où ils sont identifiés sans ambiguité.

Dans cet étroit domaine d'énergie, le recouvrement de deux sources n'est pas très marqué.

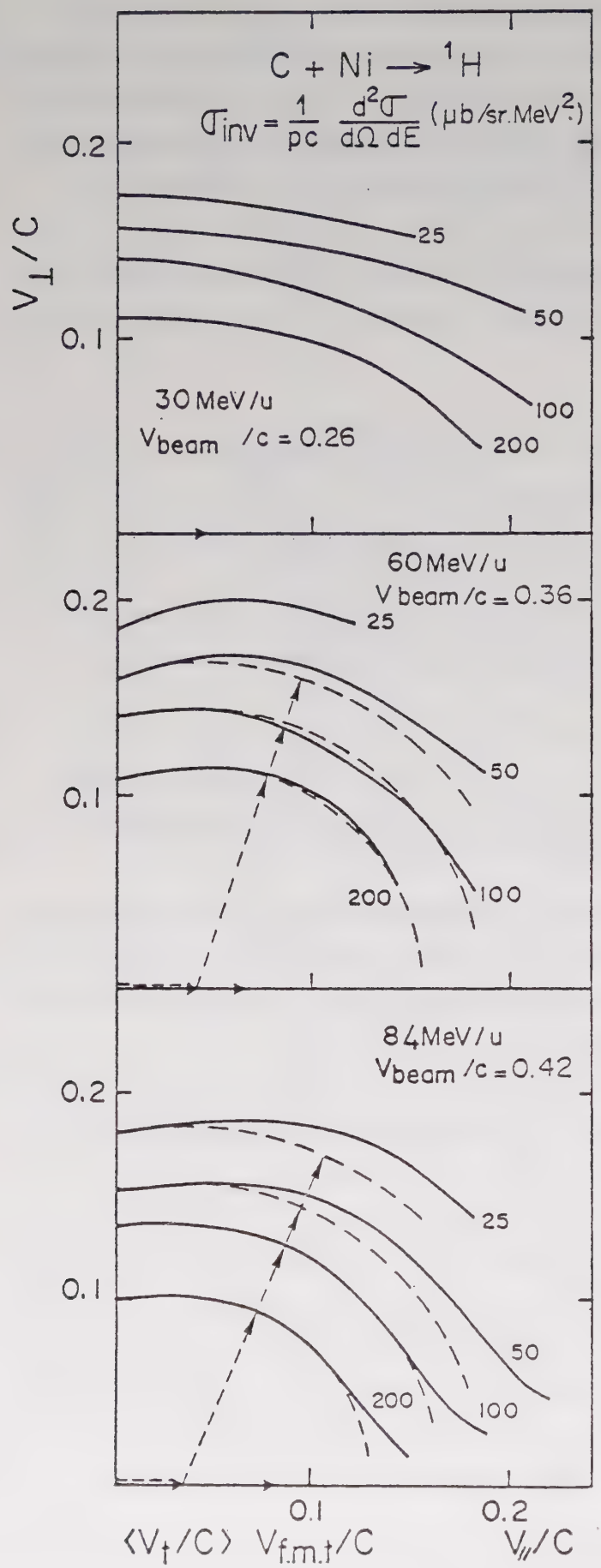


Figure 24 :

Représentation des sections efficaces invariantes des protons (traits pleins). $V_{F.m.t}/c$ désigne la vitesse du noyau émetteur pour un transfert complet de moment. Les iso-sections efficaces invariantes sont reproduites par des cercles (pointillés) dont le centre permet de déterminer la vitesse relative moyenne du noyau émetteur $\langle v_t/c \rangle$.

Or des résultats sur l'émission de protons produits dans la réaction C + Cu (système très voisin du nôtre) nous ont permis de compléter nos spectres en énergie à 84 MeV/nucléon (32).

La figure 25 met en évidence ce qui avait été vu pour les particules α, c'est-à-dire deux composantes :

- l'une à basse énergie que nous mesurons,
- l'autre à plus haute énergie, d'autant plus importante que l'angle d'observation est petit.

On peut remarquer que l'énergie associée au maximum de la section efficace de cette dernière contribution est très sensible à l'angle de détection, ce qui n'est pas observé pour la composante à basse énergie.

Dans le tracé des sections efficaces invariantes, l'influence de la contribution à haute énergie se manifestera d'autant plus sur l'autre contribution que l'angle de détection est petit et que l'énergie des protons est voisine de 20 MeV.

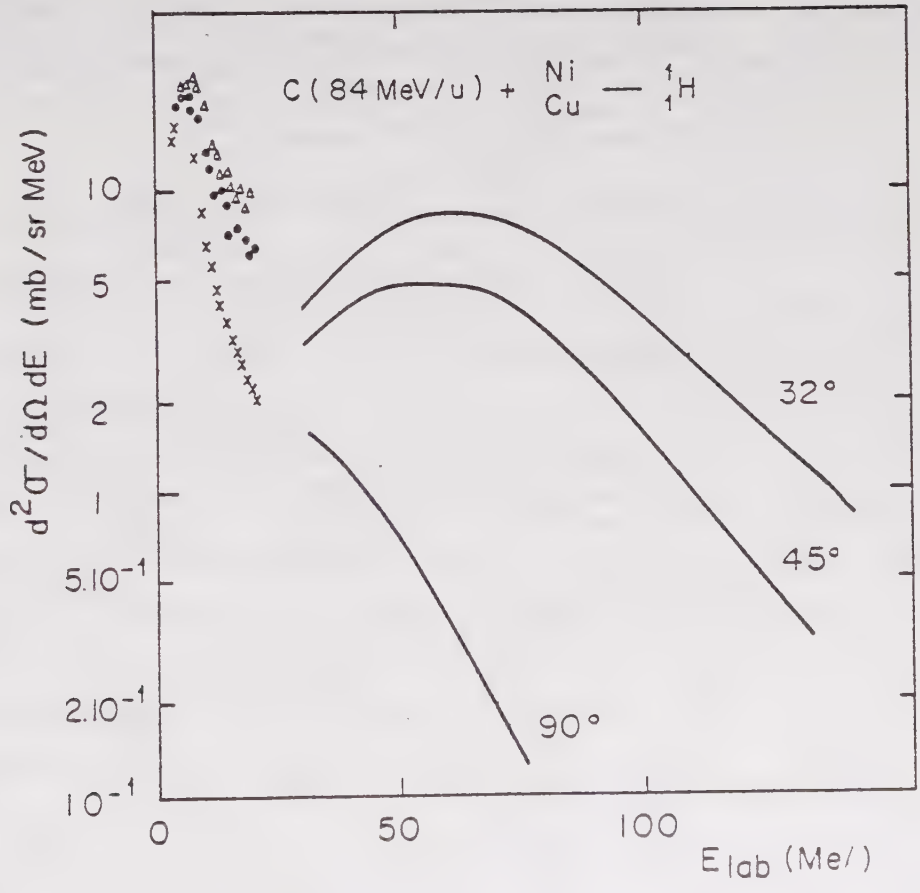


Figure 25 : Spectres en énergie des protons produits à 84 MeV/nucléon dans les réactions C + Ni et C + Cu.

Par conséquent , dans la recherche de la vitesse de la source émettrice à basse énergie, nous nous sommes davantage intéressés aux sections efficaces invariantes mesurées aux angles arrière et pour les protons de plus faible énergie (événements les plus abondants).

Ainsi, à 60 et 84 MeV/nucléon, les isosections efficaces invariantes ont pu être reproduites par des cercles concentriques dont le centre est situé sur l'axe des vitesses parallèles. Sa position traduit la vitesse la plus probable de la source.

A 30 MeV/nucléon, il n'a pas été possible de définir clairement une source d'émission. Les lignes de niveaux représentant un mélange de plusieurs sources dont les vitesses sont sans doute plus proches les unes des autres qu'aux autres énergies incidentes.

Nous avons essayé sur la figure 26, de reproduire les isosections efficaces invariantes des particules α par des cercles centrés

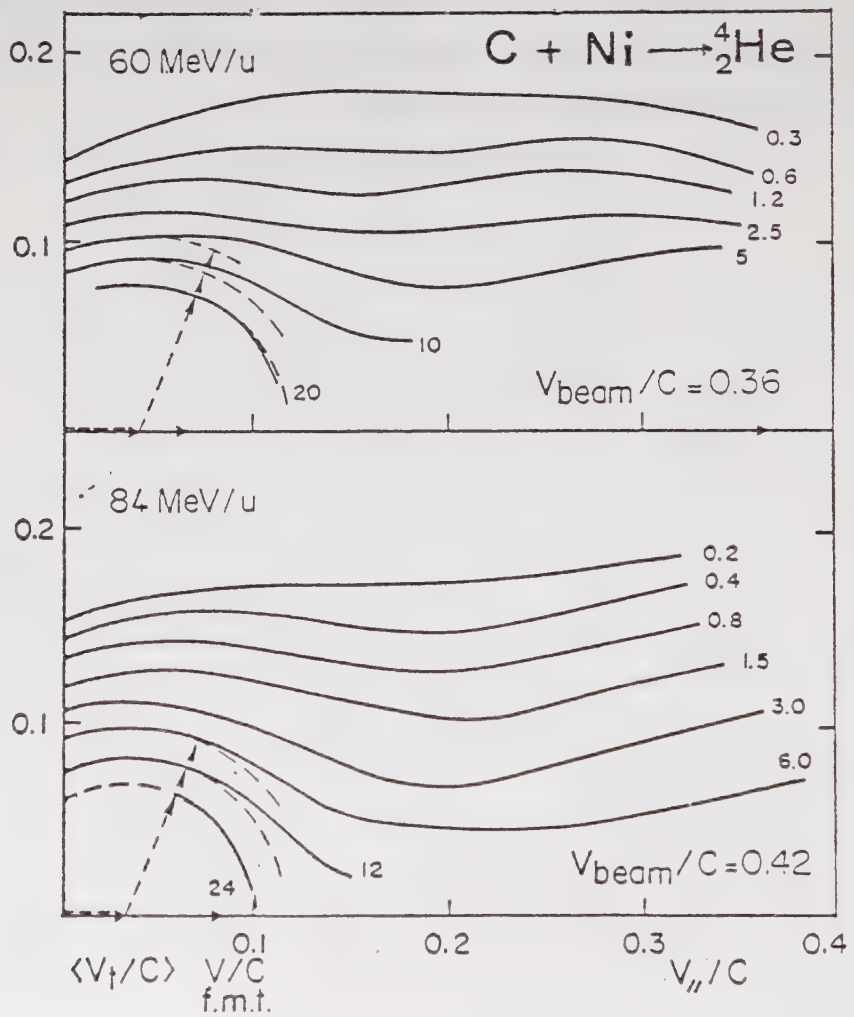


Figure 26 : Reproduction des sections efficaces invariantes de particules α par les résultats obtenus pour les protons.

sur l'extrêmité des vecteurs vitesses déterminés précédemment. A 84 et 60 MeV/nucléon, l'accord est bon sur une petite fraction angulaire et l'on voit apparaître nettement la contribution d'une autre source aux angles avant.

Les valeurs des vitesses des sources à chaque énergie permettent d'obtenir le moment linéaire moyen du noyau émetteur et ces résultats pourront être comparés avec ceux obtenus dans l'étude de la fission.

2. QUANTITE DE MOUVEMENT TRANSFERE. COMPARAISON AVEC LES VALEURS DEDUITES DE L'ETUDE DE LA FISSION.

A partir des vitesses moyennes de recul du noyau émetteur, le calcul du transfert de la quantité de mouvement a été fait en supposant la masse de ce noyau égale à la masse de la cible ; cette hypothèse semble raisonnable si l'on admet que le noyau émetteur constitué de la cible et d'une fraction plus ou moins importante du projectile perd un certain nombre de nucléons dans les premières étapes de la réaction. Dans le cas de cibles lourdes comme l'or et l'uranium, le problème est analogue mais l'incertitude qui en résulte sur l'estimation du moment transféré est alors relativement faible.

La comparaison entre ces deux expériences est-elle justifiée ?

Dans les deux cas, c'est au niveau de la dernière étape de désexcitation que l'impulsion est estimée. En effet, pour les cibles lourdes, il est raisonnable de penser que la fission, processus lent, intervient après la première étape que nous qualifierons d'interaction immédiate. De même, pour la cible de nickel, nous nous sommes intéressés aux particules de basse énergie émises isotropiquement, donc après le processus plus rapide pour déterminer l'impulsion du noyau émetteur.

Les valeurs d'impulsions extraites ont-elles pour autant la même signification ?

Dans le cas de la fission, comme nous l'avons déjà souligné, les quantités estimées représentent les limites supérieures des valeurs

de moment transféré avec une probabilité importante.

En étudiant la cible de nickel, la vitesse déduite du point source correspond à l'accumulation de données sur les particules émises par des noyaux ayant toute une distribution de quantités de mouvement. Ce n'est donc pas, a priori, une vitesse maximale. Cependant, plus le transfert d'impulsions est grand, plus l'énergie d'excitation est élevée et plus la multiplicité de particules légères évaporées est grande. Par conséquent, le poids des grands moments, donc des grandes vitesses, est plus important que celui des faibles vitesses et la valeur indiquée est une moyenne pondérée du côté du maximum. On peut donc penser que la quantité de mouvement ainsi estimée est largement déterminée par les voies de réaction conduisant aux transferts les plus grands et qu'il est tout à fait justifié de comparer les grandeurs obtenues dans ces deux expériences.

E_i	C + Ni (protons)	E_i	Fission	C + Au C + U
60 MeV/u	2300 ± 400 MeV/c	60 MeV/u	2200 ±	MeV/c
84 MeV/u	2000 ± 400 MeV/c	30 MeV/u	1900 ± 200	MeV/c

Tableau 3

Les différents résultats sont résumés dans le tableau 3.

Les incertitudes sur les transferts de moment calculées pour la réaction C + Ni traduisent l'imprécision sur la détermination de la vitesse de la source. Les autres représentent l'incertitude sur la détermination du point de rupture de la distribution de corrélation.

Comme le montre la figure 27, par deux approches tout à fait différentes, pour des cibles lourdes et légères et pour une gamme d'énergie incidente étendue, on obtient une même limite de moment transféré du projectile vers la cible de 2 GeV/c ; cette valeur pouvant être atteinte déjà pour une énergie incidente de 15 MeV/nucléon.

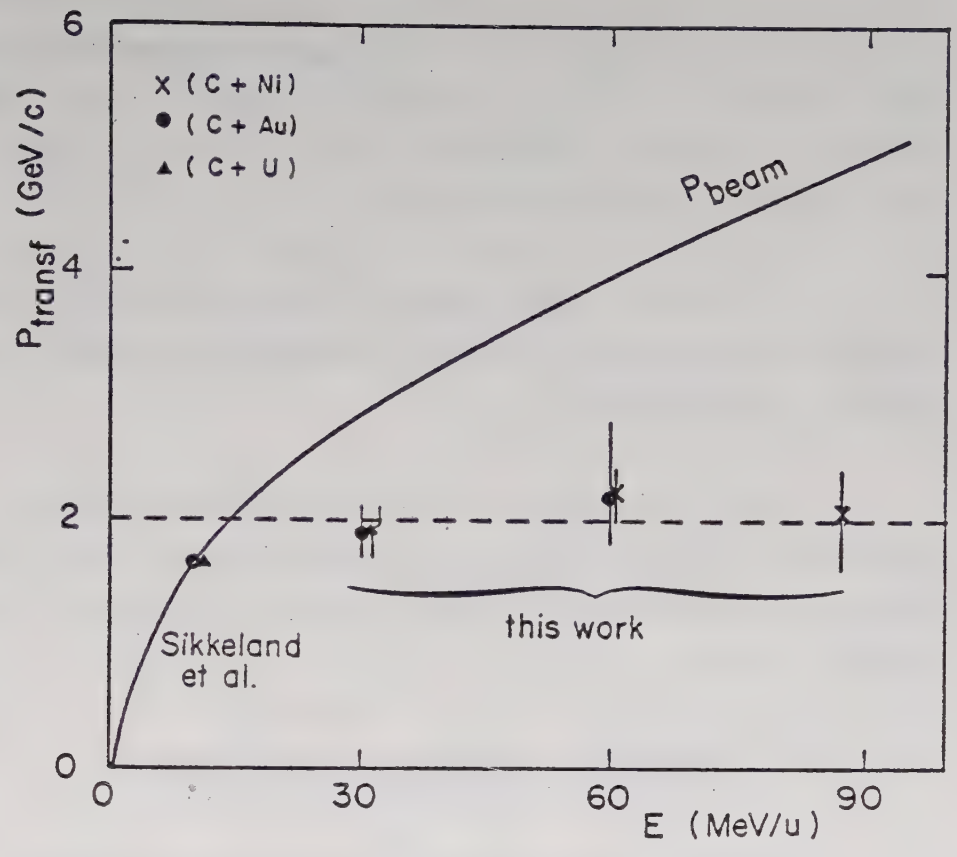


Figure 27 : Moment linéaire maximum transféré dans les réactions induites par un faisceau de carbone entre 10 et 84 MeV/nucléon.

Que peut-on dire de cette limitation ?

Dans l'une ou l'autre des réactions envisagées, la quantité de mouvement déterminée est celle du noyau de fusion après équilibre thermodynamique au sein de ce noyau et avant le stade de la désexcitation.

D'autre part, 2 GeV/c correspond à une valeur proche de la quantité de mouvement maximum transférable.

On peut donc se demander si cette limite ne représente pas la quantité de mouvement maximum supportable par le noyau pour que l'équilibre puisse s'instaurer.

Par ailleurs, dire que en valeur moyenne, la quantité de mouvement du noyau émetteur reste constante quand l'énergie augmente, revient

à dire que la quantité de mouvement minimum emportée par les nucléons ou par le résidu du projectile non incorporé (minimum pour que le moment du noyau émetteur ne soit pas supérieur à 2 GeV/c) croît linéairement avec la quantité de mouvement incidente, quelle que soit la masse de la cible et sur le domaine d'énergie considéré.

Il serait intéressant pour compléter l'étude de ce phénomène, d'utiliser un projectile plus lourd susceptible d'être accéléré à des énergies plus élevées.

Une limitation du transfert du moment linéaire apparaîtrait-elle encore ? Une telle expérience pourra être bientôt réalisée avec le faisceau de néon du CERN et dans quelques mois avec la mise en service du GANIL à Caen.

3. SPECTRES EN ENERGIE DES PARTICULES

Après avoir déterminé les vitesses des sources à partir des sections efficaces invariantes, nous avons essayé, en utilisant les mêmes données, d'obtenir d'autres caractéristiques des noyaux émetteurs en étudiant les spectres en énergie des particules.

a) Evolution des sections efficaces différentielles des protons et des particules α selon l'angle de détection.

A chaque énergie incidente, pour les différents types de particules détectées, nous avons étudié d'une façon plus détaillée, la forme des spectres en énergie, en fonction de l'angle de détection. La figure 28 montre l'évolution des sections efficaces relatives aux protons suivant l'angle de détection pour une énergie maximum de 20 MeV.

A 60 et 30 MeV/nucléon, les spectres sont très semblables en forme et en intensité pour un angle donné. A 84 MeV/nucléon, les sections efficaces sont un peu plus faibles sauf à 90° comme nous le verrons.

A ces trois énergies incidentes, ces spectres présentent un maximum assez plat centré autour de 6-7 MeV qui évolue peu avec l'angle de détection et avec l'énergie incidente. La même représentation a été

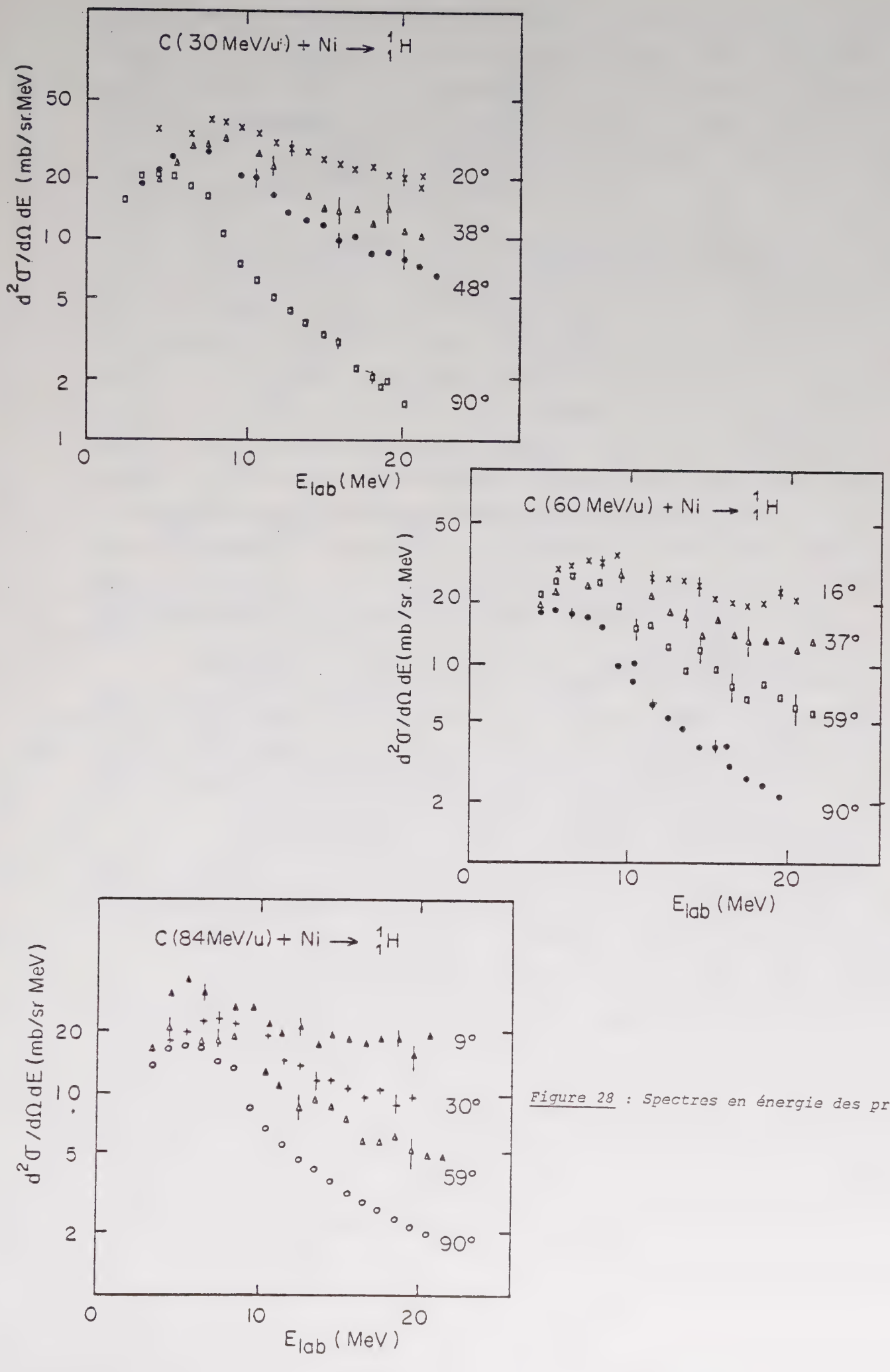


Figure 28 : *Spectres en énergie des protons.*

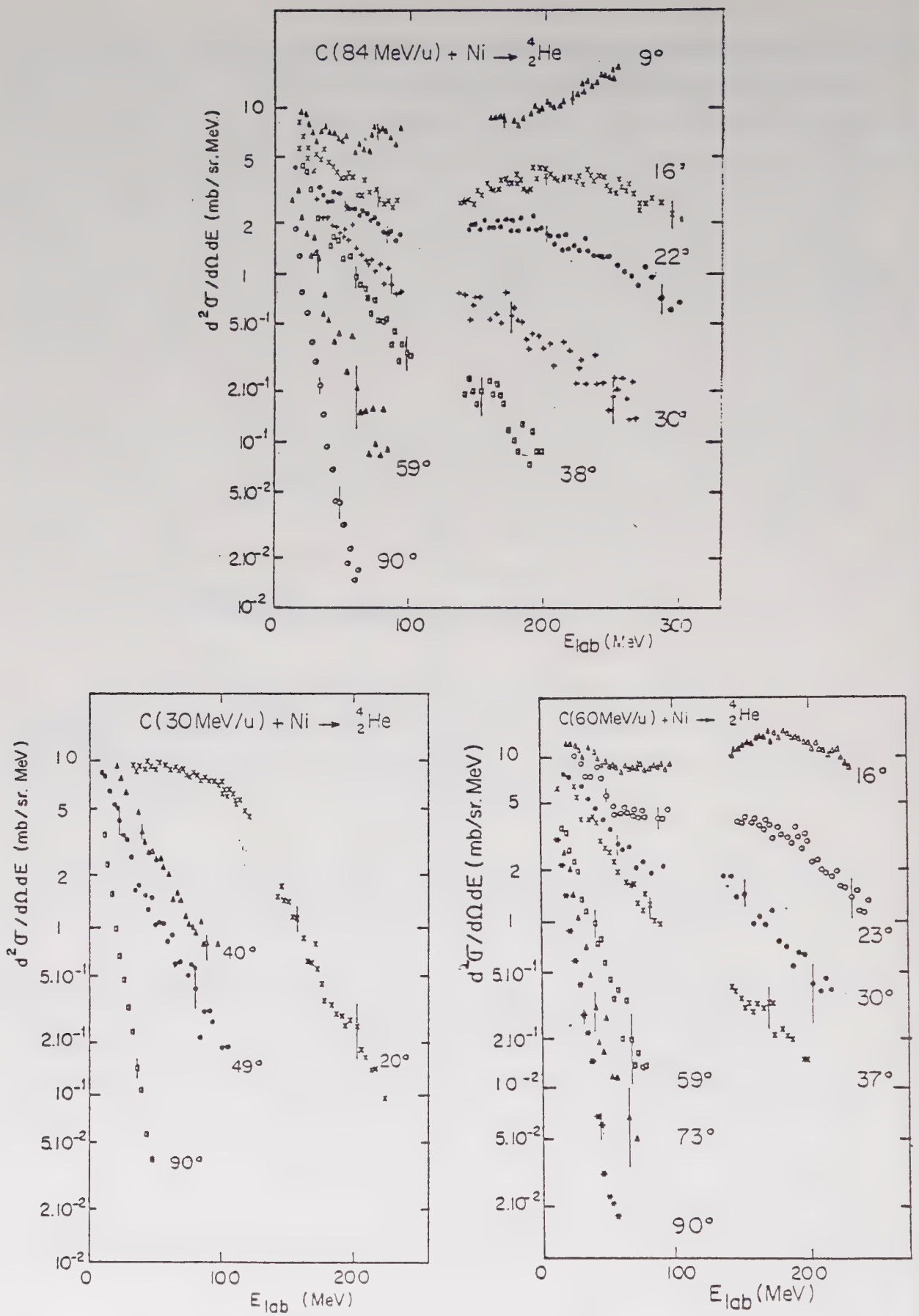


Figure 29 : *Spectres en énergie des particules α.*

utilisée pour les particules α (figure 29). Pour tous ces spectres, le maximum de la distribution n'apparaît pas, ce dernier étant à une énergie inférieure à notre seuil de détection qui est d'environ 13 MeV. La discontinuité dans les spectres aux angles avant correspond aux événements dont l'énergie est proche de l'énergie du point de rebroussement, événements que nous avons éliminés (§ I.C.1.).

Ces spectres présentent des particularités intéressantes. Aux angles arrière, les sections efficaces différentielles diminuent beaucoup quand l'énergie de la particule augmente, mais les spectres sont très semblables pour les trois énergies incidentes. Pour des angles inférieurs à 40°, on voit apparaître, avec une section efficace significative, une seconde contribution. Parallèlement, la première partie du spectre jusqu'à 100 MeV n'est plus similaire aux trois énergies considérées ; les intensités observées sont d'autant plus grandes que l'énergie de bombardement est faible. Cette tendance est plus claire sur la figure 30. A 90°, la superposition des spectres est nette. Pour des angles d'environ 22°, l'intensité et l'allure des spectres jusqu'à 100 MeV dépendent de la position en énergie de la seconde contribution.

En effet, ces deux parties haute et basse énergie (celle-ci étant quasiment pure à 90°) seront d'autant mieux séparées que les particules auxquelles elles sont associées, auront des énergies très différentes, c'est-à-dire que l'énergie incidente est élevée.

A 30 MeV/nucléon, une superposition des deux contributions est observée, ce qui se manifeste par une sorte de plateau avec des intensités importantes jusqu'à 100 MeV.

Cet effet tend à diminuer à 60 MeV/nucléon et davantage encore à 84 MeV/nucléon.

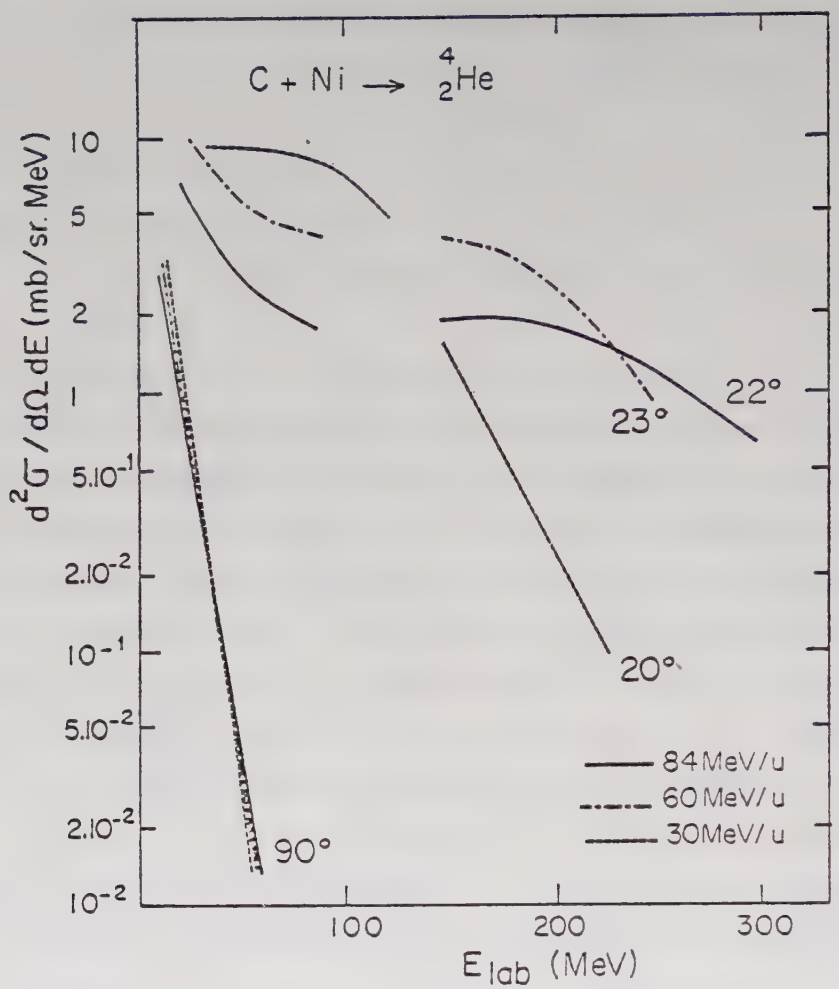


Figure 30 : Comparaison des spectres de particules α pour les angles de 90° et 22-23°. Les points expérimentaux sont sur la fig. 29.

b) Calcul des températures

La position et la forme de ces deux contributions reflètent à chaque énergie incidente, d'une part l'énergie de la particule dans les noyaux émetteurs, et d'autre part la température nucléaire de ces noyaux.

Dans le système de référence du noyau émetteur, les sections efficaces différentielles, pour un spectre maxwellien, sont reproduites par l'expression :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{CM} = K\sqrt{E_{CM}}\ e^{-\frac{E_{CM}}{T}}$$

où E_{CM} désigne l'énergie de la particule dans le centre de masse et
T la température nucléaire, K une constante de normalisation.

D'autre part, la correspondance entre le référentiel du laboratoire et celui du centre de masse peut être donnée par

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{CM} \frac{P}{P_{CM}}$$

où P est la quantité de mouvement de la particule dans le laboratoire. et P_{CM} la même grandeur dans le centre de masse.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = K\sqrt{E}\ e^{-\frac{E_{CM}}{T}} = K\sqrt{E}\ e^{-\frac{(E+E_S-2\sqrt{E\ E_S}\cos\theta)}{T}}$$

où E_S représente l'énergie initiale du nucléon ou de l'agrégat (particule α) dans le noyau émetteur en mouvement,
θ l'angle de détection dans le laboratoire.

Pour une particule chargée, intervient l'énergie seuil de sortie, grandeur proche de la barrière coulombienne.

La section efficace devient alors :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = K\sqrt{E}\ e^{-\frac{((E-E_B)+E_S-2\sqrt{(E-E_B)E_S}\cos\theta)}{T}} \qquad (10)$$

1) Contribution à basse énergie

Les températures nucléaires ont été calculées d'après les spectres en énergie à 90° car l'étude des sections efficaces invariantes a montré qu'à cet angle de détection la source est la plus pure.

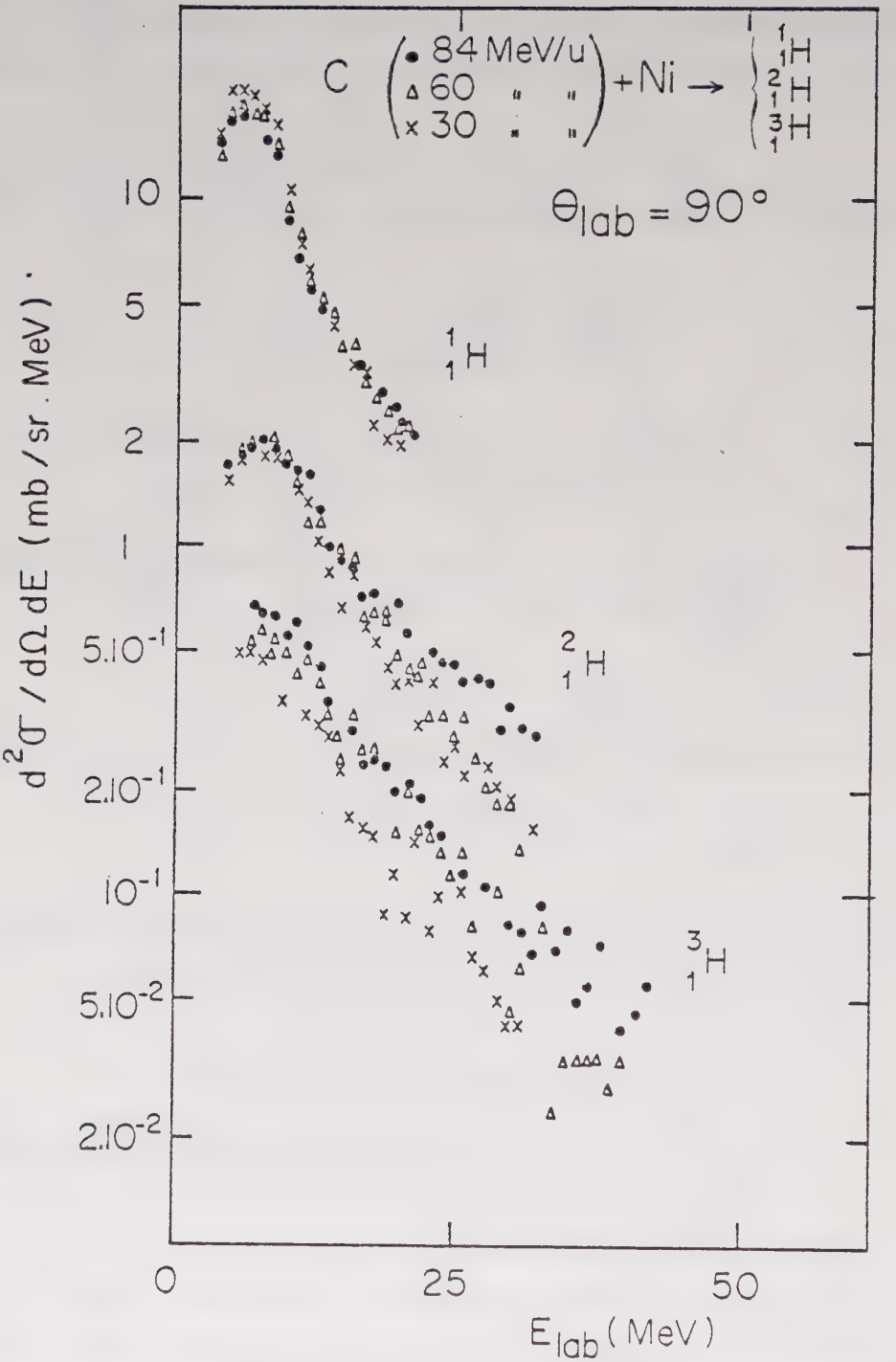


Figure 31 : *Spectres en énergie des protons, deutons, tritons à 90°.*

Pour $\theta = 90°$, la relation (10) devient :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = K\sqrt{E}\ e^{-\frac{((E-E_B) + E_S)}{T}}$$

A cet angle, les spectres en énergie des protons, deutons, tritons, sont représentés sur la figure 31.

Aux trois énergies incidentes, les spectres relatifs à chaque type de particules sont similaires en forme et en intensité. Mais les sections efficaces de production des deutons et des tritons sont nettement plus faibles que celle des protons. Ceci peut être expliqué par une énergie de liaison des deutons et des tritons dans le noyau émetteur relativement élevée qui défavorise leur émission.

A partir de ces spectres, il n'est guère possible d'extraire une température car d'une part, le domaine d'énergie considéré est peu étendu, et d'autre part, on a vu, grâce aux résultats de Jacobsson et al., qu'une seconde contribution apparaît à haute énergie pour les protons et modifie légèrement la forme du spectre à basse énergie. On peut penser qu'il en est de même pour les deutons et les tritons.

$\theta = 90°$	30 MeV/u	60 MeV/u	84 MeV/u
T (MeV)	6,6 ± 0,3	7,0 ± 0,3	7,2 ± 0,3

Tableau 4

Par contre, des températures nucléaires (tableau 4) ont pu être estimées à partir des spectres en énergie des particules α à 90° (figure 30).

Nous avons voulu comparer ces valeurs à celles que l'on peut calculer à partir des moments linéaires moyens transférés.

Dans ce cas, les températures nucléaires sont déduites de la relation $E^* = aT^2$ (11) où a est un paramètre de densité de niveau égal à A/10 ou A/8, A étant la masse du noyau émetteur estimée égale à celle de la cible, et où E^* représente l'énergie d'excitation de ce noyau et est donné par :

$$E^* = \overline{E} + Q$$

Q, le bilan en énergie de masse de la réaction, est négligeable.

Pour calculer l'énergie disponible dans le centre de masse $\overline{E}$, plusieurs hypothèses sur le mécanisme de l'interaction sont nécessaires.

Nous avons supposé qu'il s'agissait d'une fusion incomplète et que par suite, toute la quantité de mouvement du noyau émetteur était transmise par une fraction du projectile gardant la même vitesse que le faisceau

$$\overline{E} = 1/2\ m_p V_p^2\ \frac{m_c}{m_p + m_c}$$

où les indices p et c désignent respectivement la fraction du projectile et de la cible.

A 84 et 60 MeV/nucléon, les moments transférés sont ceux calculés d'après les sections efficaces invariantes des protons.

A 30 MeV/nucléon, nous avons considéré le transfert d'impulsions obtenu dans l'étude de la fission. On obtient ainsi :

E	a = A/10	a = A/8
30 MeV/u	6 MeV	5,4 MeV
60 MeV/u	8 MeV	7,2 MeV
84 MeV/u	8,3 MeV	7,4 MeV

Tableau 5

Ces valeurs sont à comparer au tableau 4. Bien qu'un certain nombre d'hypothèses aient été nécessaires pour ces calculs, il est intéressant de noter que l'accord entre ces résultats obtenus par des méthodes différentes est assez bon, et d'avoir ainsi une idée des températures nucléaires du noyau émetteur de particules α de basse énergie.

2) Contribution à plus haute énergie

Les spectres en énergie et les distributions angulaires de cette seconde contribution mettent en évidence que ces particules légères sont émises par une ou plusieurs sources beaucoup plus rapides qu'un noyau cible de recul et dont les vitesses seraient plus ou moins liées à celle du faisceau.

Pour tenter de préciser ces vitesses et éventuellement la nature de l'émetteur, il est nécessaire de faire une hypothèse sur la loi d'émission elle-même. Il nous a semblé raisonnable de faire un essai

en utilisant l'expression dérivée d'une émission par un système excité à haute température, donc de type Boltzmann, même si le processus exact de cette émission n'est pas connu. Nous avons repris l'expression (10) et essayé d'estimer la température, T, et la vitesse de la source.

Dans une première approche, nous nous sommes inspirés des résultats de Jacobsson et al.(32) sur les protons.

Pour un angle de détection de 90°, ces auteurs ont déterminé une source d'émission dont la vitesse est moitié de celle du faisceau et pour une température nucléaire de 13 MeV. Pour des angles plus petits, la source semble se déplacer avec une vitesse de plus en plus grande à mesure que l'angle de détection diminue.

Pour l'analyse des spectres de particules α à partir de 140 MeV, nous nous sommes attachés à essayer de reproduire non seulement la forme des spectres (position du maximum et décroissance) mais également l'écart observé entre deux distributions à des angles différents. Ceci revient à prendre la même valeur de K (constante intervenant dans la relation (10)) pour tous les spectres à une même énergie incidente. Cette analyse n'a pas pu être réalisée à 30 MeV/nucléon, les différentes sources étant sans doute trop confondues.

A 84 et 60 MeV/nucléon, en considérant E_S égal à l'énergie d'une particule α ayant la vitesse moitié de celle du projectile et T égal respectivement à 15 MeV et 12 MeV, nous avons pu retrouver en partie les résultats expérimentaux (figure 32). Il apparaît à 60 MeV/nucléon, qu'un bon accord entre le calcul et l'expérience puisse être réalisé à 30°. Mais lorsque l'angle de détection diminue, les maxima des distributions observées expérimentalement se trouvent à une énergie plus élevée que celle attendue par le calcul.

On peut remarquer toutefois, que l'ordre de grandeur est respecté et en particulier au moment de la discontinuité entre 80 et 100 MeV ; les courbes théoriques pouvant assurer une bonne liaison entre les deux parties des spectres expérimentaux.

A 84 MeV/nucléon, les spectres expérimentaux sont bien reproduits pour les angles de 30° et 22° mais de même qu'à 60 MeV/nucléon,

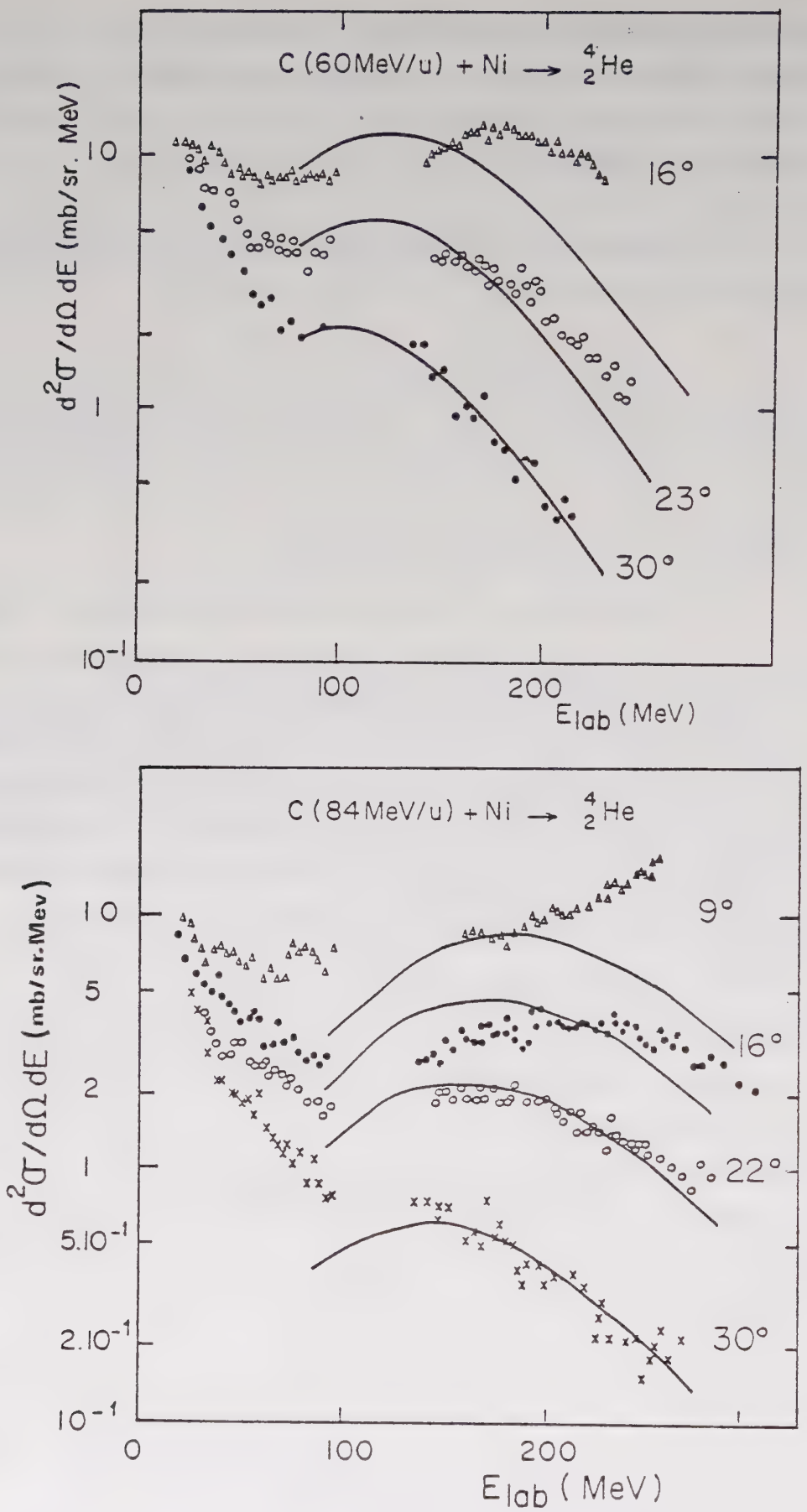


Figure 32 : Essai de reproduction des spectres en énergie de particules α en supposant une émission de type Boltzmann.

les maxima des contributions aux petits angles se déplacent vers des énergies plus élevées. Ce déplacement ne paraît donc pas uniquement lié à un effet cinématique dû au passage centre de masse-laboratoire puisqu'il ne peut être reproduit en gardant une énergie E_S constante.

En étudiant le spectre obtenu à 9°, il est net qu'une autre contribution apparaît à partir de 200 MeV. Il est possible que celle-ci provienne d'une source dont la vitesse est proche de celle du faisceau, surtout si l'on considère la sous-structure α évidente du projectile. D'autre part, cette contribution, manifeste à 9°, pourrait expliquer l'écart entre les spectres calculés et expérimentaux aux angles avant.

L'idée d'une source se déplaçant avec une vitesse moitié de celle du projectile permet d'émettre l'hypothèse selon laquelle le noyau émetteur serait constitué d'autant de nucléons de la cible que du projectile.

D'autre part, dans cette hypothèse, si l'on calcule les températures que l'on peut déduire de la relation :

$$E^* = aT^2$$

où $E^* = m_p \frac{E}{A} \frac{m_c}{m_p + m_c}$ et $a = \frac{m_p + m_c}{10}$

(en négligeant Q, le bilan d'énergie de masse de la réaction)

où m_p et m_c désignent le nombre de nucléons du projectile et de la cible formant l'agrégat émetteur,

et E/A l'énergie incidente par nucléon.

On obtient :

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} = \sqrt{\frac{5}{2} \frac{E}{A}}$$

T est donc indépendant de m_p et m_c, si $m_p = m_c$.

Ce calcul donne une température de 14,5 MeV pour une énergie incidente de 84 MeV/nucléon et 12,2 MeV pour une énergie incidente de 60 MeV/nucléon. Soit des valeurs très proches des nôtres qui sont, rappelons-le, de 15 MeV et 12 MeV aux deux énergies considérées. Il semble

donc que les vitesses des sources et les températures associées soient cohérentes avec l'hypothèse d'un noyau émetteur constitué d'un nombre égal de nucléons de la cible et du projectile.

D'autres auteurs (33) étaient arrivés à la même conclusion sur différents systèmes à 20 MeV/nucléon.

Si l'on admet la formation d'un tel agrégat, il est permis de penser que cette collision est dominée par des interactions nucléon-nucléon. Un modèle tel que celui de la boule de feu (34) pourrait en être une interprétation.

En effet, ce modèle prévoit que, lors d'une collision très rapide, une boule de feu naît de l'arrachement de nucléons du projectile et de la cible dans leur zone de recouvrement. Il en résulte un agrégat de nucléons concentrant une grande énergie d'excitation (d'où le nom de boule de feu) et de vitesse intermédiaire entre celle de la cible et celle du projectile. Les parties restantes du projectile et la cible (ou spectateurs) sont peu excitées et leur vitesse est peu affectée par la collision (vitesse incidente pour le premier et repos pour le second).

Si cette "boule de feu" est constituée d'autant de nucléons de la cible que du projectile, sa vitesse sera bien la moitié de celle du faisceau.

Il est à noter que ce modèle est appliqué généralement aux énergies relativisteset que sa validité à 60 MeV/nucléon n'est pas évidente.

En résumé, l'étude des particules légères chargées émises dans la réaction C + Ni (essentiellement les particules α) nous a permis de mettre en évidence plusieurs sources d'émission de ces particules.

- Les particules de basse énergie semblent provenir d'une source se déplaçant avec une vitesse relativement faible ($\gtrsim$ 1/10 de la vitesse du projectile) - la température du noyau émetteur étant de l'ordre de 7 MeV aux trois énergies.

- A 60 et 84 MeV/nucléon, une composante à plus haute énergie a pu être associée à une source dont la vitesse est moitié de celle du faisceau. L'étude de cette contribution semble indiquer l'apparition d'interactions nucléon-nucléon.

- Enfin, il semble que l'on puisse distinguer pour les angles les plus avant, une émission de particules issuesd'un noyau ayant sans doute la vitesse du projectile.

C O N C L U S I O N

Les résultats présentés dans ce mémoire ont été obtenus à partir des mesures inclusives réalisées lors de plusieurs expériences, mettant en jeu d'une part, des cibles lourdes fissiles et d'autre part, une cible plus légère. En étudiant ces deux types de système pour trois énergies incidentes, nous avons pu mettre en évidence par des analyses tout à fait différentes, une même limitation de la quantité de mouvement transférée du projectile vers la cible d'environ 2 GeV/c.

Une même limitation apparaîtrait-elle avec un projectile plus lourd ou avec une énergie incidente plus élevée ?

Ces observations conduisent à formuler certaines hypothèses sur la nature des collisions et sur les mécanismes régissant les transferts d'énergie et de quantité de mouvement.

Il semble que, grâce à l'étude des corrélations angulaires des fragments de fission, les collisions périphériques soient davantage associées aux faibles transferts d'impulsion.

Les contributions à plus haut transfert de moment résulteraient de collisions plus centrales dominées par des interactions nucléon-nucléon.

Dans ce cas, le transfert d'énergie pourrait être assuré par un mécanisme tel que les cascades intranucléaires ayant pour effet de favoriser l'émission d'un grand nombre de particules dans l'étape précédant la fission. Mais est-il raisonnable de penser que les défauts d'impulsion observés à partir de 30 MeV/nucléon, soient déjà une manifestation importante de collisions nucléon-nucléon ?

L'observation de la transition entre les interactions à caractère collectif et les interactions nucléon-nucléon est délicate car cette transition est sans doute continue dans un certain domaine d'énergie. On admet généralement qu'elle doit avoir lieu pour une énergie incidente/nucléon voisine de l'énergie de Fermi. Pour un noyau de ^{12}C, l'énergie de Fermi est de 25 MeV (35). On peut donc penser qu'il est possible qu'à 30 MeV/nucléon, une composante de la section efficace de fission succède à des interactions nucléon-nucléon.

D'autre part, à 60 et 84 MeV/nucléon, les spectres en énergie des particules α émises dans la réaction C + Ni semblent également montrer qu'une partie de la section efficace mesurée résulte de ce type d'interaction.

Nous avons vu, en effet, qu'une composante de ces spectres pourrait être interprétée par le modèle de la boule de feu.

Mais les modèles comme ce dernier, utilisés aux énergies relativistes sont-ils applicables à plus basse énergie incidente ?

Ces questions trouveront sans doute une réponse avec la réalisation de nombreuses expériences dans cette gamme d'énergie entre 20 et 100 MeV/nucléon.

En effet, l'étude des réactions nucléaires induites par des faisceaux d'ions plus lourds dans le domaine des énergies intermédiaires sera bientôt rendue possible avec la mise en service du nouvel accélérateur d'ions lourds GANIL à Caen.

R E F E R E N C E S

1. M. Lefort, C. Ngô, Ann. Phys. 3 (1978) 5.
2. W. Loveland, Cheng Luo, P.L. Mac Gaughey, D.J.Morrissey, G.T. Seaborg, Phys. Rev. C24 (1981) 464.
3. D.K. Scott, Int. Conference on Nuclear Physics, Berkeley (août 1980).
4. K. Van Bibber, W. Pang, M. Avery and E. Bloemhof, Proc. of Symposium on Heavy Ions Physics from 10 to 200 MeV/nucléon, Brookhaven National Laboratory, Report BNL 51115 (1979) 365.
5. L.S. Schroeder, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 375.
6. A.A. Amsden, A.S. Goldhaber , F.H. Harlow, J.R. Nix, Phys. Rev. C17 (1977) 2080.
7. Y. Yariv et Z. Fraenkel, Phys. Rev. C20 (1979) 2227.
8. G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1202.
9. J. Gosset, J.I. Kapusta, G.D. Westfall, Phys. Rev. C18 (1978) 844.
10. D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.H. Heckman, Bruce Cork and F.S. Bieser, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 152.
11. C.K. Gelbke, D.K. Scott, M. Bini, D.L. Hendrie, J.L. Laville, J. Mahomey, M.C. Mermaz, C. Olmer, Phys. Lett. 70B (1977) 415.
12. Ch. Egelhaaf, G. Bohlen, H. Fuchs, A. Gamf, H. Homeyer, H. Klerge, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 813.
13. T. Inamura, M. Ishirara, T. Fukuda, T. Shimoda, H. Hiruta, Phys. Lett. 68B (1977) 51.
14. J.W.N. Tuyn, D. Deltenre, C. Lanbert, G. Roubaud , CERN Technical Memorandum HS-RP/RM/80-5 (1980).

15. L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, Nuclear Data Tables, A7 (1970) 233.

16. W.D. Myers, Droplet model of atomic nuclei, Plenum (1977).

17. H.A. Bethe, Z. Phys. 5 (1930) 325.

18. C.F. Williamson, J.P.Boujot, J. Picard, Rapport CEA R-3041 (1966).

19. F.S. Goulding, D.A. Laudis, J.Cerny, R.H. Pehl, Nucl. Instr. and Meth. 31 (1964) 1.

20. M. Goyot, Nucl. Instr. and Meth. 155 (1973) 289.

21. J. Pouthas, Thèse 3ème cycle, Orsay (1974).

22. H. Guillemot, Thèse 3ème cycle, Orsay (1981).

23. H.W. Schmitt, W.E. Kiker, G.W. Williams, Phys. Rev. 137 (1965) 4B,837.

24. J. Mougey, R. Ost, M. Buenerd, A.J. Cole, C. Guet, D. Lebrun, J.M. Loiseaux, P. Martin, M. Maurel, E. Monnand, H. Nifenecker, P. Perrin, J. Pinston, C. Ristori, P. de Saintignon, F. Schussler, L. Carlen, B. Jakobsson, A. Oskarsson, I. Otterlund, B. Schroder, H.A. Gustafsson, T. Johansson, H. Ryde, J.P. Bondorf, O.B. Nielsen, and G. Tibell, Phys. Lett. 105B (1981) 25.

25. R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, Nuclear Fission, p. 293.

26. K.A. Fraenkel et J.D. Stevenson, Phys. Rev. C23 (1981) 1511.

27. T. Sikkeland et V.E. Viola Jr., Proc. of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, California (1963) p.232.

28. T. Sikkeland, E.L. Haines, V.E. Viola Jr., Phys. Rev. 125 (1961) 1350.

29. W.F.J. Muller, PhD-Thesis, Heidelberg (1981).

30. B.B. Back, K.L. Wolf, A.C. Mignerey, C.K. Gelke, T.C. Awes, H. Brener, V.E. Viola Jr, P. Dyer, Phys. Rev. C22 (1980) 1927.

31. R. Babinet, Thèse d'Etat, Orsay (1981).
R. Babinet, B. Cauvin, J. Girard, J.M. Alexander, T.H. Chiang, J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, X. Tarrago, Z. Phys. A295 (1980) 153.

32. B. Jakobsson, L. Carlen, P. Kristiansson, J. Krumlinde, A. Oskarsson, I. Otterlund, B. Schroder, H.A. Gustafsson, T. Johansson, H. Ryde, J.P. Bondorf, G. Fai, A.O.T. Karvinen, O.B. Nielsen, M. Buenerd, J. Cole, D. Lebrun, J.M. Loiseaux, P. Martin, R. Ost, P. de Saintignon, C. Guet, E. Monnand, J. Mougey, H. Nifenecker, P. Perrin, J. Pinston, C. Ristori, and F. Schussler, Phys. Lett. 102 (1981) 121.

33. T.C. Awes, G. Poggi, S. Saini, C.K. Gelbke, Phys. Lett. 103B (1981) 417.

34. J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, G.D. Westfall, Phys. Rev. C16 (1977) 629.

35. E.J. Moniz, I. Sick, R.R. Whitney, J.R. Ficenec, R.D. Kephart, W.P. Troner, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 445.